

*Alma Mater Studiorum - Università di Bologna*

---

SCUOLA DI SCIENZE

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea magistrale in Astrofisica e Cosmologia

**Studio multi-banda dal sub-parsec  
al kilo-parsec dell'emissione del getto  
nella radio galassia *IC 1531***

**Tesi di laurea**

Presentata da:  
**Tiziana Bassi**

Relatore:  
**Chiar.mo Prof. Cristian Vignali**

Co-relatrici:  
**Dr.ssa Paola Grandi  
Dr.ssa Giulia Migliori**

---

**Sessione II**  
Anno Accademico 2015-2016



---

*Questo lavoro di tesi è stato realizzato in collaborazione con il gruppo di astrofisica delle alte energie presso l'Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica cosmica (IASF) - Istituto Nazionale di Astrofisica (INAF) a Bologna.*

---



*"Quando stai per rinunciare  
quando senti che la vita è stata  
troppo dura con te,  
ricordati chi sei.  
Ricorda il tuo sogno."*

Sergio Bambarén, "Il delfino"



# Indice

<b>Indice</b>	<b>iii</b>
<b>Lista delle Figure</b>	<b>v</b>
<b>Lista delle Tabelle</b>	<b>x</b>
<b>Sommario</b>	<b>xvi</b>
<b>1 Nuclei Galattici Attivi</b>	<b>1</b>
1.1 Classi di AGN e Modello Unificato . . . . .	2
1.1.1 AGN <i>Radio-quiet</i> e <i>Radio-loud</i> . . . . .	4
1.2 Meccanismi d'emissione . . . . .	8
1.2.1 Emissione spettrale da sincrotrone . . . . .	8
1.2.2 Emissione spettrale da Compton Inverso . . . . .	10
1.3 Getti relativistici . . . . .	14
1.3.1 Emissione multi-banda . . . . .	14
1.3.2 Modelli . . . . .	17
1.3.3 Energetica dei getti . . . . .	18
<b>2 Telescopi per la ricerca</b>	<b>20</b>
2.1 Telescopio <i>Chandra</i> . . . . .	20
2.1.1 Il telescopio . . . . .	21
2.1.2 Efficienza Quantica e Area Efficace . . . . .	23
2.1.3 Risoluzione spaziale ed energetica . . . . .	24
2.2 Telescopio <i>XMM-Newton</i> . . . . .	26
2.2.1 I telescopi X . . . . .	27
2.2.2 Efficienza quantica ed Area Efficace . . . . .	28
2.2.3 Risoluzione spaziale ed energetica . . . . .	29
2.2.4 Pile-Up . . . . .	32
2.3 Telescopio <i>Swift</i> . . . . .	33
2.3.1 Caratteristiche del telescopio ai raggi X . . . . .	33
2.4 Telescopio per i raggi gamma: <i>Fermi</i> . . . . .	34
2.4.1 Il telescopio . . . . .	34

2.4.2	Risposta dello strumento . . . . .	38
2.5	Telescopi per la banda radio . . . . .	39
2.5.1	Very Large Telescope . . . . .	40
<b>3</b>	<b>IC 1531</b>	<b>42</b>
3.1	Introduzione . . . . .	42
3.2	IC 1531 . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Analisi dati</b>	<b>48</b>
4.1	Analisi dei dati <i>Chandra</i> in banda X . . . . .	48
4.2	Analisi dei dati <i>XMM</i> in banda X . . . . .	52
4.3	Analisi dei dati <i>Fermi</i> in banda gamma . . . . .	53
<b>5</b>	<b>Risultati</b>	<b>56</b>
5.1	Studio X della regione nucleare . . . . .	56
5.1.1	Risultati analisi X . . . . .	57
5.2	Studio gamma della regione nucleare . . . . .	63
5.2.1	Emissione ai raggi gamma osservata da <i>Fermi</i> . . . . .	63
5.2.2	Analisi temporale . . . . .	68
5.3	Emissione estesa . . . . .	70
5.3.1	Emissione in banda radio . . . . .	72
<b>6</b>	<b>Classificazione</b>	<b>75</b>
6.1	Risultati dello studio di classificazione . . . . .	84
<b>7</b>	<b>Regione nucleare</b>	<b>85</b>
7.1	Dati da archivi e letteratura . . . . .	86
7.1.1	Distribuzione spettrale di energia . . . . .	90
7.2	Descrizione dei modelli . . . . .	92
7.3	Risultati dei modelli . . . . .	103
7.3.1	Modelli . . . . .	104
7.4	Potenza del getto . . . . .	116
7.4.1	Struttura ed energetica dei modelli . . . . .	117
<b>8</b>	<b>Strutture su grande scala</b>	<b>125</b>
8.1	Getto a larga scala . . . . .	125
8.1.1	Potenza del getto a larga scala . . . . .	127
<b>9</b>	<b>Sommario e prospettive future</b>	<b>130</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>133</b>



# Elenco delle figure

1.1	<i>Schema del Modello Unificato degli AGN (adottato da Urry and Padovani [1995]). . . . .</i>	2
1.2	<i>Immagine della radio sorgente Cygnus A. Sulla sorgente sono indicate le diverse componenti riconoscibili nelle radio sorgenti. . . . .</i>	5
1.3	<i>Spettro di sincrotrone autoassorbito tratto da Ghisellini [2013]. . . .</i>	10
1.4	<i>Esempio dello spettro di SSC tratto da Ghisellini [2013]. . . . .</i>	12
1.5	<i>Nel pannello superiore è riportato l'andamento della velocità apparente (<math>\beta_{app}</math>) in funzione dell'angolo <math>\vartheta</math> per vari valori del bulk motion <math>\Gamma</math>. Nel pannello inferiore, invece, è raffigurato l'andamento del fattore di amplificazione (<math>\delta^4</math>) in funzione di <math>\vartheta</math>. L'immagine è tratta da Ghisellini [2013]. . . . .</i>	13
1.6	<i>Distribuzione spettrale d'energia di NGC 6251 (Migliori et al. [2011]). .</i>	16
2.1	<i>Illustrazione della struttura delle ottiche presenti in HRMA. . . . .</i>	21
2.2	<i>Rappresentazione schematica delle camere ACIS—I (prima immagine) e ACIS—S (seconda immagine). Ogni CCd copre una regione di <math>8.4' \times 8.4'</math> del cielo. La croce nei chip I3 e S3 rappresenta il fuoco del telescopio. S1 e S3 sono di tipo BI. . . . .</i>	23
2.3	<i>Efficienza quantica (pannello a sinistra) per i due tipi di CCD, BI e FI della camera ACIS. Si può notare che i CCD di tipo BI hanno migliore QE alle basse energie. Nel pannello a destra è rappresentata l'Area efficace HRMA/ACIS. . . . .</i>	24
2.4	<i>Encircled Energy Fraction in funzione del raggio per l'osservazione di una sorgente puntiforme. L'immagine è tratta dal manuale in rete di Chandra: <a href="http://cxc.harvard.edu/proposer/POG/html/">cxc.harvard.edu/proposer/POG/html/</a> . . . . .</i>	25
2.5	<i>Disposizione geometrica e dimensione dei CCD per i MOS e per il pn. In scuro è rappresentato il campo di vista (<math>30'</math> di diametro). . . . .</i>	27
2.6	<i>Area Efficace per le camere EPIC pn e MOS. . . . .</i>	28
2.7	<i>Efficienza quantica per le camere MOS. La linea continua indica l'andamento per il MOS1, mentre la linea tratteggiata quello del MOS2. . . .</i>	29
2.8	<i>Encircled Energy Fraction del pn in funzione del raggio (arcosecondi) alle diverse energie. . . . .</i>	30

2.9	<i>Esempio della classificazione dei pattern della camera EPIC. (Jethwa et al. [2015])</i> . . . . .	31
2.10	<i>Confronto del pile-up tra Chandra-ACIS-I e le camere EPIC-MOS e pn montate su XMM-Newton in funzione del flusso.</i> . . . . .	32
2.11	<i>Rappresentazione schematica del LAT. Sull'immagine sono indicate le collocazioni del convertitore di coppia, del calorimetro e del Data Acquisition System.</i> . . . . .	35
2.12	<i>Area efficace del LAT misurata in asse tratta dal Fermi LAT performance Front e Back si riferiscono al tipo di eventi rivelati dallo strumento. Questi dipendono dalle caratteristiche dello strato del tracker in cui i fotoni vengono convertiti in coppie. I primi 12 strati (Front) presentano una migliore risoluzione angolare rispetto ai successivi 4 (Back).</i> . . . . .	37
2.13	<i>Risoluzione energetica del LAT misurata in asse tratta dal Fermi LAT performance.</i> . . . . .	37
2.14	<i>PSF del LAT definita in funzione dell'angolo contenete il 68% e 95% degli eventi. Tratta dal Fermi LAT performance.</i> . . . . .	38
2.15	<i>Illustrazione schematica del funzionamento di un interferometro.</i> . . . .	40
2.16	<i>Very Large Array.</i> . . . . .	41
3.1	<i>IC 1531 . Immagine ESO in banda R, 6400Å, tratta da NED (Nasa/IPAC Extragalactic Database).</i> . . . . .	43
3.2	<i>IC 1531 osservata con XMM EPIC MOS + pn nella banda energetica [0.3 – 2.0] keV. I contorni radio NVSS a 1.4 GHz sono sovrapposti all'immagine X (immagine tratta da O'Sullivan et al. [2007]).</i> . . . . .	44
3.3	<i>Immagini tratte dallo studio di Knapp and Patten [1991]. 1) Spettro continuo di IC 1531 dal radio all'infrarosso. 2) Modellizzazione dello spettro dai dati infrarosso. La riga continua indica una stima della densità di flusso ottenuta con un'emmissività <math>Q_\nu \propto \nu</math>, la linea tratteggiata invece considera una relazione emissività-frequenza del tipo <math>Q_\nu \propto \nu^2</math>.</i> . . . . .	45
3.4	<i>Spettro ottico tratto dalla 6dFGS. Risultano evidenti deboli righe in emissione ed assorbimento. L'immagine è stata tratta dal 6dF Galaxy Survey Database.</i> . . . . .	46
4.1	<i>Immagine Chandra di IC 1531 nella banda [0.2 – 10] keV con sovrapposti i contorni radio ottenuti dalla mappa VLA a 1.4 GHz. La sorgente osservata ai raggi X ha un'estensione complessiva di <math>\sim 6.7''</math> (3.7 kpc) Nell'immagine di sinistra sono stati applicati i contorni relativi alla mappa radio con risoluzione <math>2.4'' \times 1.2''</math>. L'immagine di destra mostra i contorni ottenuti dalla stessa mappa radio, però con beam modificato (<math>1.2'' \times 1.2''</math>) così da avere maggiore risoluzione.</i> . . . . .	49
4.2	<i>Immagine Chandra in banda [2 – 10] keV . In verde sono delimitate le regioni selezionate per il nucleo ed il getto. Accanto ad ogni regione è riportato il nome con cui ci si riferisce.</i> . . . . .	50

4.3	<i>Immagine Chandra ai raggi X. A sinistra è evidenziata in verde la regione selezionata per lo studio spettrale di tutta la sorgente. A destra sono indicate le regioni selezionate per il background. . . . .</i>	51
4.4	<i>Immagine XMM-Newton/PN di IC 1531 nella banda energetica [2 – 10] keV. . . . .</i>	53
5.1	<i>Spettro della regione <b>Core</b>. I dati Chandra sono stati modellati con una legge di potenza (PL), emissione termica (TE) e assorbimento intrinseco della galassia ospite (<math>N_{H,z}</math>). nel pannello superiore la linea continua rappresenta il modello complessivo applicato ai dati. Il pannello inferiore mostra i residui, cioè la differenza tra i dati e il modello espresso in termini di <math>\sigma</math>. . . . .</i>	58
5.2	<i>Regione d'estrazione della sorgente IC 1531 (cerchio verde) e del background (cerchi rossi). . . . .</i>	62
5.3	<i>Ellisse di confidenza al 95% entro cui si trova la radio galassia IC 1531. In rosso sono segnate le sorgenti con emissione radio individuate in diversi cataloghi, i flussi sono riportati in tabella 5.3. . . . .</i>	64
5.4	<i>Contorni radio NVSS di IC 1531 a 1.4 GHz. La croce azzurra indica la sorgente [4] con coordinate 00 09 52.08 – 32 19 31.07, la croce gialla indica la sorgente [1] con coordinate 00 09 50.54 – 32 19 13.8. È evidente che entrambe cadono nella regione estesa a sud-est, coincidente con il lobo radio. . . . .</i>	65
5.5	<i>Campo in banda <math>\gamma</math>. Le sorgenti con emissione radio sono state contrassegnate in rosso, mentre quelle con emissione ai raggi X sono riportate in blu. . . . .</i>	66
5.6	<i>La prima immagine riporta IC 1531 in banda ottica con la Digital Sky Survey (DSS). La seconda è l'osservazione effettuata con XMM a cui sono stati sovrapposti i contorni radio NVSS. In entrambi i casi il cerchio blu indica la sorgente X [3] con coordinate 00 09 54.76 – 32 18 55.08. . . . .</i>	67
5.7	<i>Curve di luce a diversi tempi scala di IC 1531 (vedi legenda). Nel diagramma sono riportate solo le detezioni a <math>3\sigma</math>. Solo nella curva di luce a 3 mesi in corrispondenza degli intervalli temporali in cui la sorgente non è rivelata, sono riportati gli upper limits calcolati al 95 %. I flussi sono espressi in unità di <math>10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}</math> e il tempo in Modified Julian Day (MJD). Nel pannello inferiore sono riportati i TS in funzione del tempo per ciascuna curva di luce. La linea tratteggiata identifica la soglia di rivelabilità e corrisponde a <math>TS \geq 9.0</math> ossia <math>\geq 3\sigma</math>). . . . .</i>	69
5.8	<i>Immagine Chandra di IC 1531, in banda [2 – 10] keV, con selezionate le regioni per l'estrazione dello spettro. In azzurro la regione selezionata partendo dall'osservazione dell'emissione X (<math>1.8'' \times 4.0''</math>). In magenta la regione selezionata con le indicazioni dei contorni radio VLA (<math>4.2'' \times 5.4''</math>). . . . .</i>	70

5.9	Lo spettro della regione <b>Jet 1</b> è riportato in blu, mentre quello della regione <b>Jet 2</b> in magenta. Nei pannelli superiori è riportata la modellizzazione dei dati delle singole regioni, in quello inferiore le deviazioni, espresse in $\sigma$ , dei dati dal modello considerato. . . . .	71
5.10	Mappa radio NVSS e VLA a 1.4 GHz. Nella prima immagine, oltre ad essere riportati i contorni NVSS, in bianco è selezionata la regione nucleare NVSS con un diametro di $\sim 42.9$ kpc. L'immagine della mappa VLA è stata gentilmente fornita dal Dr. Carlo Stanghellini (Istituto di Radioastronomia - INAF). . . . .	73
6.1	Individuazione di IC 1531 (stella verde) nel diagramma di Owen and Ledlow [1994]. Le rette continue rappresentano $L_{\text{getto}}/L_{\text{Edd}}$ e la regione di separazione tra le due classi di AGN in corrispondenza di $L_{\text{getto}} \sim 0.015L_{\text{Edd}}$ trovate da Ghisellini and Celotti [2001], la linea tratteggiata indica la divisione trovata inizialmente da Owen and Ledlow [1994]. . . . .	78
6.2	Diagramma colore-colore WISE. Nell'immagine sono segnate le principali regioni in cui dominano le diverse classi di AGN e tipologie di galassie (Wright et al. [2010]). La posizione di IC 1531 è segnata con la stella magenta. . . . .	80
6.3	Diagramma colore-colore WISE. L'immagine evidenzia la regione denominata come Blazar strip (Massaro et al. [2011]. BZB: BL Lac, BZQ: Flat Spectrum Radio Quasars, BZU: Blazar con classificazione incerta). Anche in questo caso la posizione di IC 1531 è riportata con la stella magenta. . . . .	81
6.4	Relazione tra l'indice spettrale ( $\Gamma_{\gamma}$ ) delle sorgenti Blazar e non-Blazar e la luminosità ad energie maggiori di 1 GeV ( $L_{1\text{GeV}}$ ). La stella rossa identifica IC 1531. . . . .	83
6.5	Nell'immagine è riportato l'andamento della luminosità radio in funzione della luminosità gamma ( $L_{1\text{GeV}}$ ). La stella rossa identifica IC 1531. . . . .	83
7.1	Spectral Energy Distribution (SED) di IC 1531. I flussi sono riportati indicandoli con il nome della referenza presente nelle tabelle. In verde sono rappresentate le incertezze calcolate sul flusso monocromatico X tenendo conto dell'indice spettrale ( $\Gamma_X = 2.2$ ) e della sua normalizzazione ( $n_{\Gamma} = 6.7 \cdot 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ ) trovati con l'analisi X della regione nucleare. . . . .	91
7.2	Rappresentazione schematica del modello adottato per descrivere l'emissione da parte della regione nucleare. . . . .	93
7.3	Dipendenza del fattore di beaming dall'angolo $\vartheta$ (Urry and Padovani [1995]). Il riquadro è un ingrandimento del diagramma in cui vengono illustrati gli angoli per cui $\delta = 1$ . . . . .	101
7.4	Andamento di $\beta$ (curva nera) e del fattore di beaming $\delta$ (curva rossa) in funzione dell'angolo $\vartheta$ . . . . .	103

- 7.5 Alla SED sono stati applicati i modelli SSC ottenuti con i parametri definiti in tabella 7.7. Nella figura sono riportati, oltre al template della galassia ellittica (curva indaco), i modelli **p1 30** (curva nera), **p1 15** (curva azzurra) e **p1 6** (curva grigia). I modelli sono stati ottenuti per una regione emittente di raggio  $R'_A = 6.2 \cdot 10^{16}$  cm. In verde sono rappresentate le incertezze calcolate sul flusso monocromatico X. . . . . 106
- 7.6 Alla SED sono stati applicati i modelli SSC ottenuti con i parametri definiti in tabella 7.9. Nella figura sono riportati, oltre al template della galassia ellittica (curva indaco), i modelli **p1 30\*** (curva nera), **p1 15\*** (curva azzurra) e **p1 5\*** (curva grigia). I modelli sono stati ottenuti per una regione emittente di raggio  $R'_B = 4.0 \cdot 10^{15}$  cm. In verde sono rappresentate le incertezze calcolate sul flusso monocromatico X. . . . . 110
- 7.7 Confronto delle curve ottenute allo stesso angolo  $\vartheta = 15^\circ$ , ma variando le dimensioni della regione emittente: **p1 15** con  $R_A = 6.2 \cdot 10^{16}$  cm (curva nera) e **p1 15\*** con  $R_B = 4.0 \cdot 10^{15}$  cm (curva azzurra). In verde sono rappresentate le incertezze calcolate sul flusso monocromatico X. . . . . 114
- 7.8 Nell'immagine sopra sono riportati il modello **p1 30** con  $R = 6.2 \cdot 10^{16}$  cm assumendo  $p_1 = 1.9$  (curva nera) e  $p_1 = 2.1$  (curva azzurra). Nell'immagine inferiore sono riportati i modelli **p1 30\*** con  $R = 4.0 \cdot 10^{15}$  cm assumendo una volta  $p_2 = 3.4$  (curva nera) e una volta  $p_2 = 3.2$  (curva azzurra). . . . . 115
- 7.9 Illustrazione schematizzata del cono d'emissione. Nell'immagine sono raffigurati l'angolo di vista dell'osservatore  $\vartheta$  e l'angolo di semiapertura del cono d'emissione  $\theta_{rad} = \frac{1}{\Gamma}$ . . . . . 124
- 8.1 Estrapolazione dall'emissione ai raggi X del getto fino alla banda radio. In rosso è riportata la densità di flusso misurato a 1.4 GHz. In verde sono riportate le stime della densità di flusso, con relative incertezze, ottenute mediante l'analisi spettrale X. In blu è riportato la densità di flusso attesa a 1.4 GHz dato l'indice spettrale dell'emissione in banda X. . . . . 126

# Elenco delle tabelle

1.1	<i>Classificazione degli AGN proposta da Urry and Padovani [1995] in funzione delle proprietà ottiche ed empiriche osservate per le diverse sorgenti. . . . .</i>	6
2.1	<i>PSF on-axis dei tre differenti telescopi X presenti su XMM-Newton. . .</i>	30
2.2	<i>Principali proprietà dello strimento LAT. . . . .</i>	36
5.1	<i>Dati ottenuti dagli spettri X delle regioni Core e source individuate sull'immagine Chandra. Gli errori sono calcolati con un intervallo di confidenza del 90% per ogni parametro di interesse.(1) Dimensioni della regione selezionata per l'analisi spettrale; (2) Temperatura del plasma; (3) Indice in fotoni della legge di potenza assunta per la modellizzazione dell'emissione non termica; (4) Densità di colonna intrinseco espresso in unità di <math>10^{20} \text{ cm}^{-2}</math>; (5) Luminosità non assorbita e non termica tra <math>[0.2 - 10] \text{ keV}</math> in unità di <math>10^{41} \text{ erg s}^{-1}</math> ; (6) Valore del <math>\chi^2</math> ridotto; (7) Flusso della componente non termica e de-assorbito in unità di <math>10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}</math> ; (8) Flusso de-assorbito in banda soft della legge di potenza in unità di <math>10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}</math> ; (9) Flusso de-assorbito in banda soft della componente termica in unità di <math>10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}</math> . Le bande di energia nelle quali sono stati calcolati i flussi sono indicate a pedice. . . . .</i>	59

5.2	<i>XMM-Newton/pn, MOS1 e MOS2 spettro della sorgente. I dati sono riprodotti con un modello a legge di potenza insieme al modello di emissione termica e messi a confronto con quanto ottenuto dall'analisi dello spettro IC 1531. Gli errori sono calcolati con un intervallo di confidenza del 90% per ogni parametro di interesse. (1) Dimensioni della regione selezionata per l'analisi spettrale; (2) Temperatura del plasma; (3) Indice in fotoni della legge di potenza assunta per la modellizzazione dell'emissione non termica; (4) Luminosità non assorbita e non termica in banda [2 – 10] keV in unità di <math>10^{41} \text{erg s}^{-1}</math>; (5) Valore del <math>\chi^2</math> ridotto. (6) Flusso della componente non termica e de-assorbito in unità di <math>10^{-13} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}</math>; (7) Flusso de-assorbito in banda soft della legge di potenza in unità di <math>10^{-13} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}</math>; (8) Flusso de-assorbito in banda soft della componente termica in unità di <math>10^{-14} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}</math>. Le bande di energia nelle quali sono stati calcolati i flussi sono indicate a pedice. . . . .</i>	61
5.3	<i>Frequenza e densità di flusso delle sorgenti radio presenti nella regione di confidenza segnate nella figura 5.3. Nella prima colonna sono riportati i numeri con cui le sorgenti sono state identificate. . . . .</i>	64
5.4	<i>Sorgenti con emissione ai raggi X con possibile associazione radio presenti nel campo <math>\gamma</math>. In tabella sono riportate le coordinate a cui sono state effettuate le misure, il numero di conteggi e la banda energetica a cui sono stati misurati, la distanza dalle coordinate su cui è stata centrata la regione di confidenza e la referenza al catalogo. . . . .</i>	66
5.5	<i>Dati ottenuti dagli spettri X delle regioni <b>Jet 1</b> e <b>Jet 2</b> individuate sull'immagine Chandra. Gli errori sono calcolati con un intervallo di confidenza del 90% per ogni parametro di interesse. (1) Dimensioni della regione selezionata per l'analisi spettrale; (2) Temperatura del plasma assumendo un modello termico. Tale valore è in accordo con quello ricavato nello studio della componente nucleare; (3) Indice in fotoni della legge di potenza assunta per la modellizzazione dell'emissione non termica; (4) Luminosità non assorbita e non termica tra [2 – 10] keV in unità di <math>10^{40} \text{erg s}^{-1}</math>; (5) Valore del <math>\chi^2</math> ridotto; (6) Flusso non assorbito in banda [2 – 10] keV espresso in unità di <math>10^{-14} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}</math>. * Flusso della legge di potenza. . . . .</i>	72
5.6	<i>Densità di flusso radio misurati dalle mappe radio NVSS e VLA a 1.4 GHz. L'incertezza sui flussi è di circa il 5%. Queste misure sono state gentilmente fornite dal Dr. Carlo Stanghellini (Istituto di Radioastronomia - INAF). . . . .</i>	74
6.1	<i>Nella prima colonna sono riportati i parametri iniziali da cui sono state stimate le masse del buco nero (riportate nella seconda colonna). . . . .</i>	79
6.2	<i>(1) Frequenza a cui sono state misurate le magnitudini WISE; (2) Magnitudine misurata; (3) Errore sulla magnitudine. . . . .</i>	80
6.3	<i>Parametri per determinare la luminosità ai raggi gamma. Il flusso e l'indice spettrale (<math>\Gamma_\gamma</math>) sono stati presi dal catalogo Fermi. . . . .</i>	82

- 7.1 *In tabella sono riportati i flussi radio e i flussi infrarossi in  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ , reperiti dagli articoli presenti in letteratura. Per ogni dato sono stati riportati frequenza, errore sul flusso (laddove era presente), risoluzione angolare dello strumento e referenze. I flussi relativi ai cataloghi VLSS e NVSS sono stati reperiti ai seguenti siti: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/radio-catalog/vlss.html> <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/radio-catalog/nvss.html>*  
*\* Flussi usati per lo studio della regione nucleare. . . . . 86*
- 7.2 *In tabella sono riportati i flussi infrarosso e ultravioletto, in  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ , ottenuti dagli archivi pubblici. Per ogni dato sono stati riportati frequenza, errore sul flusso (laddove era presente), risoluzione angolare dello strumento e catalogo da cui è stato tratto. . . . . 88*
- 7.3 *Flussi X e gamma ( $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ), con relativi errori, estratti dal catalogo ASDC. Per ogni dato riportato in tabella è stato segnata la frequenza a cui è stato misurato il flusso ed il catalogo da cui è stato estratto. \* Limiti superiori dei flussi presenti nel secondo catalogo Fermi. . . . . 89*
- 7.4 *Flussi estratti dallo spettro **Core** tra  $[1 - 5]$  keV in modo da avere i dati relativi al getto alle piccole scale ( $< \text{pc}$ ). . . . . 90*
- 7.5 *Stime dell'intensità del campo magnetico all'equipartizione, espresse in Gauss (G), ottenute nei due intervalli di frequenza presi in esame. Le quantità sono state stimate mediante il metodo illustrato nella sezione 7.2. Nella prima riga sono riportati i risultati ottenuti assumendo un tempo di variabilità di 5 giorni. Per i risultati della seconda riga si è assunto  $\Delta t = 2$  giorni. I limiti sono stati trovati assumendo inizialmente un getto composto da elettroni e positroni ( $\eta = 1$ ) e successivamente un getto caratterizzato da una forte componente protonica  $\eta = 2000$ . . . . . 98*
- 7.6 *Stime relative ai parametri necessari per vincolare i modelli sulla SED, usando i dati osservati e le relazioni empiriche conosciute (pag: 7.2). L'intervallo di valori relativi al campo magnetico è stato stimato nel caso dell'assunzione di equipartizione. Le dimensioni della regione emittente sono riportate in funzione del fattore di beaming. . . . . 104*
- 7.7 *I parametri in tabella sono i valori introdotti nel programma FORTRAN che sono stati fatti variare (vedi i modelli presentati in figura 7.5). (1) Angolo d'inclinazione del getto rispetto alla linea di vista dell'osservatore (gradi). (2) Bulk motion: velocità a cui si muove la regione responsabile dell'emissione. (3) Intensità del campo magnetico nella regione emittente espressa in Gauss (G). (4) Fattore di normalizzazione della distribuzione di energia degli elettroni espressa in  $\text{cm}^{-3}$ . . . . . 107*



- 7.8 Parametri di output del programma Fortran ottenuti con i parametri indicati nella tabella 7.7. (1) Fattore di beaming. (2) Luminosità di sincrotrone integrata, nel sistema di riferimento dell'osservatore ( $\text{erg s}^{-1}$ ). (3) Luminosità di Compton Inverso osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ). (4) Densità di energia intrinseca dei fotoni di sincrotrone ( $\text{erg cm}^{-3}$ ). (5) Densità di energia intrinseca degli elettroni ( $\text{erg cm}^{-3}$ ). (6) Densità di energia intrinseca del campo magnetico ( $\text{erg cm}^{-3}$ ). (7) Rapporto tra la densità di energia intrinseca del campo magnetico e degli elettroni. Questa quantità indica quanto il modello è distante dalla condizione di equipartizione. . . . . 108
- 7.9 I parametri in tabella sono i valori introdotti nel programma fortran che sono stati fatti variare. (1) Angolo d'inclinazione del getto rispetto alla linea di vista dell'osservatore (gradi). (2) Bulk motion: velocità a cui si muove la regione responsabile dell'emissione. (3) Intensità del campo magnetico nella regione emittente espressa in Gauss (G). (4) Fattore di normalizzazione della distribuzione di energia degli elettroni espressa in  $\text{cm}^{-3}$ . . . . . 111
- 7.10 Parametri di output del programma Fortran ottenuti con i parametri indicati nella tabella 7.9. (1) Fattore di beaming. (2) Luminosità di sincrotrone integrata, nel sistema di riferimento dell'osservatore ( $\text{erg s}^{-1}$ ). (3) Luminosità di Compton Inverso osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ). (4) Densità di energia intrinseca dei fotoni di sincrotrone ( $\text{erg cm}^{-3}$ ). (5) Densità di energia intrinseca degli elettroni ( $\text{erg cm}^{-3}$ ). (6) Densità di energia intrinseca del campo magnetico ( $\text{erg cm}^{-3}$ ). (7) Rapporto tra la densità di energia intrinseca del campo magnetico e degli elettroni. Questa quantità indica quanto il modello è distante dalla condizione di equipartizione. . . . . 112
- 7.11 Potenze del getto ottenute per una regione emittente di dimensioni  $R_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$ . Le quantità sono espresse in  $\text{erg s}^{-1}$ . (1) Poynting flux; (2) Potenza trasportata dagli elettroni; (3) Potenza trasportata dai protoni; (4) Potenza cinetica ( $L_e + L_p$ ); (5) Potenza irradiata (corrispondente alla somma delle luminosità di sincrotrone e SSC pag: 7.4.1); (6) Potenza trasportata dal getto. . . . . 118
- 7.12 Potenze del getto ottenute per una regione emittente di dimensioni  $R_B = 4.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}$ . Le quantità sono espresse in  $\text{erg s}^{-1}$ . (1) Poynting flux; (2) Potenza trasportata dagli elettroni; (3) Potenza trasportata dai protoni; (4) Potenza cinetica ( $L_e + L_p$ ); (5) Potenza irradiata (corrispondente alla somma delle luminosità di sincrotrone e SSC pag: 7.4.1); (6) Potenza trasportata dal getto. . . . . 119

- 7.13 Parametri ottenuti modificando il bulk motion per il modello **pl 30**. Nella seconda riga sono riportati i valori ottenuti per  $\vartheta = 30^\circ$  e  $\Gamma = 7.8$  illustrati in tabella 7.11. (1) Bulk motion: velocità a cui si muove la regione responsabile dell'emissione. (2) Intensità del campo magnetico nella regione emittente espressa in Gauss. (3) Fattore di normalizzazione della distribuzione di energia degli elettroni. (4) Fattore di beaming. (5) Luminosità di sincrotrone osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ). (6) Luminosità di SSC osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ). (7) Potenza irradiata (corrispondente alla somma delle luminosità di sincrotrone e SSC pag: 7.4.1). (8) Potenza trasportata dal getto. . . . . 120
- 7.14 Parametri ottenuti modificando il bulk motion per il modello **pl 15**.  $\vartheta = 15^\circ$  e  $R_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$ . (1) Bulk motion: velocità a cui si muove la regione responsabile dell'emissione. (2) Intensità del campo magnetico nella regione emittente espressa in Gauss. (3) Fattore di normalizzazione della distribuzione di energia degli elettroni. (4) Fattore di beaming. (5) Luminosità di sincrotrone osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ). (6) Luminosità di Compton Inverso osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ). (7) Potenza irradiata. (8) Potenza trasportata dal getto. . . . . 122
- 7.15 Parametri ottenuti modificando il bulk motion per il modello **pl 20**.  $\vartheta = 20^\circ$  e  $R_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$ . (1) Bulk motion: velocità a cui si muove la regione responsabile dell'emissione. (2) Intensità del campo magnetico nella regione emittente espressa in Gauss. (3) Fattore di normalizzazione della distribuzione di energia degli elettroni. (4) Fattore di beaming. (5) Luminosità di sincrotrone osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ). (6) Luminosità di Compton Inverso osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ). (7) Potenza irradiata. (8) Potenza trasportata dal getto. . . . . 123



### Sommario

In questa tesi si presenta il primo studio multi-scala e multi-frequenza focalizzato sul getto della radiogalassia *IC 1531* ( $z = 0.026$ ) con i satelliti *Chandra*, *XMM-Newton* e *Fermi*.

L'immagine *Chandra* presenta una componente nucleare brillante ai raggi X e un'emissione estesa  $5''$  coincidente con il getto radio. Lo spettro X della regione nucleare è riprodotto in modo soddisfacente da una legge di potenza ( $\Gamma = 2.2$ ). L'origine dell'emissione X del getto a grandi scale è consistente con un'emissione di sincrotrone, che conferma la classificazione di *IC 1531* come sorgente di bassa potenza.

L'analisi dell'emissione in banda gamma ( $[1 - 100] \text{ GeV}$ ) evidenzia una variabilità su scale di 5 giorni, dalla quale è possibile stimare le dimensioni delle regione emittente.

Viene presentato inoltre lo studio della distribuzione spettrale dell'energia (SED) della regione nucleare di *IC 1531*, dalla banda radio ai raggi  $\gamma$ . I modelli ci permettono di determinare la natura dell'emissione gamma e stimare la potenza cinetica del getto a scale inferiori al parsec.

La potenza del getto a grandi scale è stata stimata usando la relazione empirica che la lega alla luminosità radio totale a 151 MHz.



# Introduzione

I *Nuclei Galattici Attivi* (AGN) costituiscono una classe eterogenea di sorgenti potenti ( $L_{bol} \simeq 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$ ), spesso variabili e con righe in emissione nella banda ottica prodotte per fotoionizzazione nella regione centrale. Una frazione di queste sorgenti, detti *Radio-loud*, presenta getti relativistici di plasma e energia. Questi hanno origine dal buco nero centrale in accrescimento e possono estendersi fino a scale del Megaparsec. I getti producono emissione non termica che si estende dal radio fino alle alte energie arrivando, in alcuni casi, ai raggi  $\gamma$ . L'emissione bolometrica dei getti è cruciale per studiarne i processi radiativi responsabili dell'emissione, la struttura (composizione, velocità) e per stimare la loro potenza cinetica. L'emissione alle alte energie, osservata lungo tutta l'estensione dei getti, è una parte rilevante della loro potenza irradiata.

Un modo efficace di investigare l'emissione del getto consiste nel modellare la distribuzione spettrale di energia (Spectral Energy Distribution, SED) di ogni componente radiativa, utilizzando i dati multi-banda per testare i diversi modelli radiativi. La modellizzazione della SED fornisce indicazioni sulla natura dell'emissione del getto, sui parametri fisici (dimensioni e velocità della regione emittente, intensità del campo magnetico) e sulla sua potenza radiativa e cinetica. Mentre l'emissione dal radio all'infrarosso, talvolta fino ai raggi X, è attribuita al processo di sincrotrone, l'origine dell'emissione alle alte energie è ancora materia di dibattito. Nel mio lavoro di tesi si considerano modelli di emissione di tipo leptonic, secondo i quali l'emissione alle alte energie viene prodotta per *Compton Inverso* (IC) dall'interazione tra gli elettroni relativistici di una regione del getto e i fotoni prodotti dal getto stesso o dall'ambiente circostante. In molti casi, tali modelli, sono riusciti a descrivere efficacemente l'emissione multi-banda dei getti. Tipicamente si associa l'emissione in banda gamma alle regioni più interne e compatte del getto. L'emissione proveniente da questa regione è modificata da effetti relativistici ed emessa, per velocità altamente relativistiche, entro un cono di emissione di pochi gradi. In sorgenti dove il getto è orientato lungo la linea di vista (la classe dei Blazar) dell'osservatore, la radiazione emessa risulta amplificata e spostata a frequenze maggiori (*blueshift*) nel sistema di riferimento dell'osservatore. Questo effetto diminuisce drasticamente quando il getto non è allineato. Per questo motivo, i Blazars rappresentano la classe dominante di sorgenti extragalattiche nei cataloghi in banda gamma, mentre le sorgenti non

allineate (cosiddetti *Misaligned AGN*, *MAGN*) rappresentano una frazione bassa (1% – 2%). Nonostante il numero ridotto, i *MAGN* osservati in banda gamma costituiscono dei laboratori unici per comprendere la fisica dei getti, dal punto di vista dei processi radiativi che producono la radiazione alle più alte energie, della struttura del getto e della connessione con i processi di accrescimento sul buco nero centrale. La radio galassia *IC 1531* ( $z = 0.026$ ), il cui studio viene presentato in questo lavoro di tesi, presenta caratteristiche tipiche dei *MAGN* ma è anche presente nel catalogo di sorgenti osservate dal telescopio spaziale *Large Area Telescope (LAT)* a bordo del satellite *Fermi*. Nello studio multi-banda effettuato, ci si è focalizzati sull'emissione del getto con l'obiettivo di:

- 1) tracciare l'emissione alle alte energie dalla regione compatta nucleare ( $pc$ ) alla regione estesa ( $\sim kpc$ );
- 2) definire i processi radiativi responsabili dell'emissione osservata e stimare i principali parametri fisici del getto;
- 3) confrontare la struttura del getto e stimarne la potenza cinetica dalla base alla larga scala.

Quello presentato di seguito è il primo studio multi-banda focalizzato sul getto relativistico della radio galassia *IC 1531*.

L'ottima risoluzione angolare ( $FWHM = 0.5''$ ) del telescopio spaziale *Chandra* ha reso possibile campionare l'emissione ai raggi X dei getti dalla regione nucleare fino alle larghe scale per un ampio campione di AGN. La sorgente è stata selezionata per la presenza di un getto esteso ( $\sim 5''$ ) osservato in radio e ai raggi X. Inoltre, la sorgente era riportata come possibile controparte della sorgente gamma *3FGLJ0009.6-3211* presente nel terzo catalogo *Fermi* (*3FGL*). La presenza di emissione ai raggi  $\gamma$ , confermata dallo studio riportato di seguito, è importante per la modellizzazione della SED della regione nucleare. L'emissione X del nucleo è dominata da una componente ben riprodotta da una legge di potenza con indice spettrale  $\Gamma = 2.2$  e luminosità  $L = 3.9 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ , compatibile con emissione di origine non termica dal getto. L'analisi ha rilevato la presenza di emissione termica,  $\sim 7\%$  rispetto al flusso totale, tipica delle galassie ellittiche. Le osservazioni effettuate con i satelliti *Chandra* e *XMM-Newton*, prese a distanza di circa un anno, non hanno evidenziato variabilità. L'osservazione effettuata nel 2012 mediante il satellite *Swift* sembra invece suggerire un calo di luminosità ( $L < 2 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ ). Utilizzando 8 anni di osservazioni *Fermi*, è stata misurata una luminosità di  $L_{[1-100] \text{ GeV}} = 2.5 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ . Lo studio delle curve di luce ha evidenziato variabilità dell'emissione in banda  $\gamma$  su scale temporali dell'ordine di qualche giorno; questa è stata utilizzata per vincolare le dimensioni della regione emittente.

I flussi ottenuti alle alte energie e ai raggi  $\gamma$  sono stati utilizzati, insieme con i dati radio *VLA* a  $1.4 \text{ GHz}$  e con i dati disponibili in letteratura e negli archivi, per costruire la SED del nucleo. Questa appare riprodotta in modo soddisfacente da

un semplice modello leptónico, dove l'emissione proviene da una regione sferica, compatta, che emette via sincrotrone e *Synchrotron Self Compton-SSC*.

Gli osservabili (potenza radio estesa e della regione nucleare) sono stati utilizzati per ottenere le stime sui parametri del modello. Inoltre sono state fatte delle assunzioni sulla distribuzione degli elettroni (legge di potenza con doppio indice spettrale) e sulle condizioni del campo magnetico nella regione nucleare (equipartizione). La modellizzazione così ottenuta ha permesso di stimare i parametri fisici del getto e la potenza trasportata dal getto ( $P_{\text{getto}} \simeq 10^{43} - 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ ) a piccole scale ( $< pc$ ), ricavando ulteriori limiti sulla sua struttura. Le stime a 151 MHz della potenza ( $P_{151 \text{ MHz}} \simeq 10^{42} - 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ ) ottenute per un getto a basse velocità ( $\Gamma \lesssim 3.5$ ) e angoli di inclinazione intermedi ( $10^\circ < \theta < 20^\circ$ ) indica un trasporto energetico efficiente da parte del getto.

Dall'analisi dell'emissione X a larga scala si è visto che questa è riprodotta da un modello a legge di potenza con indice spettrale ripido  $\Gamma \simeq 2$  e  $F = 4.1 \cdot 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Il valore dell'indice spettrale ai raggi X è in linea con quelli che si trovano per le radio galassie di bassa potenza (tipo *Fanaroff-Riley I*), la cui emissione ai raggi X è spiegata con l'emissione di sincrotrone. Si è verificato che l'estrapolazione, partendo dall'emissione X fino alla banda radio, è compatibile con questo tipo di scenario. Questi risultati sono supportati anche dalla classificazione proposta nella tesi, ottenuta mediante i risultati di diversi diagrammi diagnostici: la relazione tra luminosità radio e magnitudine assoluta in banda R, la relazione tra i colori in banda infrarossa e la relazione tra la luminosità gamma e indice spettrale a quelle lunghezze d'onda.

La tesi si articola in 9 capitoli:

- Nel capitolo 1 viene descritta la classe dei nuclei galattici attivi (AGN), con particolare attenzione agli AGN *Radio-loud* e ai processi emissivi principali attivi nei getti.
- Nel capitolo 2 è fornita una descrizione dei satelliti che operano ai raggi X: *Chandra*, *XMM-Newton* e *Swift*. Verrà proposta anche una descrizione dello strumento *LAT* a bordo del satellite gamma *Fermi* i cui dati sono stati utilizzati in questa tesi.
- Nel capitolo 3 viene presentata la radio galassia *IC 1531* descrivendo le principali proprietà emerse da lavori precedenti.
- Nel capitolo 4 è descritto il procedimento di analisi dati.
- Nel capitolo 5 vengono presentati i risultati dell'analisi dati.
- Nel capitolo 6 vengono descritti lo studio e i risultati della classificazione effettuata utilizzando diagrammi diagnostici.



- Nel capitolo 7 sono riportati e discussi i risultati della modellizzazione della SED della regione nucleare di IC 1531.
- Nel capitolo 8 vengono riportati e discussi i risultati dello studio a larga scala del getto della radiosorgente.
- Nel capitolo 9 vengono riportate le conclusioni ponendo particolare attenzione sui principali risultati ottenuti da questo progetto di tesi e sulle possibili prospettive future.



# Capitolo 1

## Nuclei Galattici Attivi

Nell'universo circa il 10% delle galassie è caratterizzato dalla presenza di un nucleo compatto e molto luminoso detto Nucleo Galattico Attivo, *AGN* (*Active Galactic Nuclei*). Gli AGN rappresentano una classe eterogenea di oggetti ed includono le sorgenti più luminose presenti nell'universo. La loro emissione supera notevolmente l'energia emessa da parte dei processi fisici alla base dei principali componenti di una galassia: stelle, polvere e gas interstellare.

La radiazione degli AGN spazia su tutto il campo elettromagnetico: dalla banda radio fino all'emissione alle altissime energie della banda gamma, inoltre queste sorgenti presentano luminosità bolometriche nucleari dell'ordine di  $\sim 10^{42} - 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$  proveniente da una regione estremamente compatta. Gli AGN sono caratterizzati da una forte variabilità rivelata a tutte le lunghezze d'onda del continuo e nelle righe di emissione prodotte per fotoionizzazione nella regione centrale con tempi che possono variare da ore a giorni, mesi, anni. Si assume che l'origine di questa emissione sia di tipo gravitazionale, dovuta all'accrescimento di materia da parte di un buco nero supermassiccio centrale ( $10^8 - 10^9 M_\odot$ )<sup>1</sup>.

Le alte luminosità degli AGN, basandoci sulle informazioni ottenute dai tempi di variabilità osservati e ricorrendo al principio di causalità, vengono prodotte da regioni estremamente compatte (per esempio  $\Delta t \sim 5 \text{ giorni}$  corrisponde ad una regione  $R < 10^{-2} \text{ pc}$ )<sup>2</sup>, pertanto non sono spiegabili come sorgenti stellari. L'emissione osservata viene prodotta per la conversione in energia di una frazione della materia che viene accresciuta dal buco nero presente al centro della galassia. Una conferma osservativa della presenza di un buco nero di grande massa è stata fornita dallo studio del moto delle stelle localizzate al centro della *Via Lattea*. Questo risulta compatibile con la presenza di un oggetto estremamente compatto avente una massa approssimativa di circa un milione di masse solari ( $M_\odot$ ) associabile con la presenza di un buco nero. Un'altro modo per identificare

---

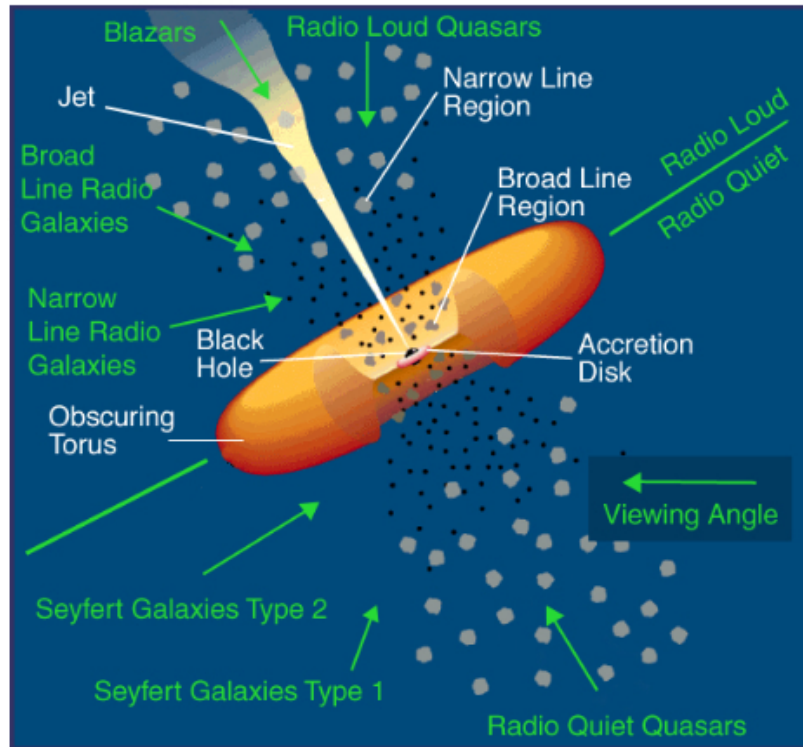
<sup>1</sup> $1M_\odot = 2 \cdot 10^{33} \text{ g.}$

<sup>2</sup> $1 \text{ pc} = 3.086 \cdot 10^{18} \text{ cm.}$

gli AGN è mediante l'emissione prodotta dai getti: questa ha origine non termica ed è prodotta dal plasma espulso sotto forma di getti dalla regione nucleare, copre tutto lo spettro elettromagnetico dalla banda radio ai raggi  $\gamma$  e si può estendere fino a scale di qualche  $Mpc$ .

## 1.1 Classi di AGN e Modello Unificato

Il modello ormai accreditato per la descrizione della struttura fisica di un AGN, illustrato in figura 1.1, è quello proposto da Urry and Padovani [1995] noto con il nome di *Modello Unificato*.



**Figura 1.1:** Schema del Modello Unificato degli AGN (adottato da Urry and Padovani [1995]).

Il modello presenta un sistema dove al centro dell'AGN vi è collocato un buco nero supermassiccio (SMBH,  $M \sim 10^6 - 10^9 M_\odot$ ), la cui energia potenziale gravitazionale è il motore di tutto. La materia circostante viene convogliata verso il buco nero attraverso un disco di accrescimento, perdendo momento angolare tramite processi viscosi. Il disco di accrescimento produce emissione continua ottica e ultravioletta, fino alla banda *soft-X*, con energie inferiori a circa  $2 keV$ , che

si osserva provenire dal centro dell'AGN in una regione stimata essere dell'ordine di  $\sim 10^{15} \text{ cm}$ . Tali dimensioni mettono in evidenza la prossimità della regione al buco nero centrale ( $R < R_g$ )<sup>3</sup> La manifestazione più evidente di questa emissione è costituita dal *Big Blue Bump*, un eccesso di radiazione osservato attorno ai  $\sim 4000 \text{ \AA}$ . Il *Big Blue Bump* presenta radiazione termica proveniente da un disco di accrescimento geometricamente sottile ma otticamente spesso, con temperature differenti al suo interno. Questo è infatti ben descrivibile come la sovrapposizione di emissione di corpi neri a diverse temperature comprese nell'intervallo fra  $10^4 - 10^6 \text{ K}$ . Al di sopra del disco di accrescimento si trova la *hot corona*. Essa è composta da materiale ionizzato ed otticamente sottile, con temperature di circa  $10^8 - 10^9 \text{ K}$ . Gli elettroni sono pertanto relativistici e, attraverso processi di Compton Inverso, sono in grado trasferire energia ai fotoni provenienti dal disco di accrescimento, producendo la legge di potenza primaria che si osserva nello spettro X degli AGN.

A distanze dell'ordine di  $0.1 - 1 \text{ pc}$  dalle regioni centrali, sono presenti le *Broad Line Regions (BLR)*: nubi di gas freddo ( $T \sim 10^4 \text{ K}$ ) che ruotano rapidamente, con velocità di qualche migliaia di  $\text{km/s}$ , nel potenziale del buco nero e sono responsabili delle righe larghe osservate in emissione negli spettri ottici-ultravioletti. La radiazione ottica-ultravioletta presenta, inoltre, fenomeni di oscuramento lungo determinate linee di vista, tale fenomeno è dovuto alla presenza del toro collocato esternamente al disco ( $\geq \text{pc}$ ), composto di gas e polvere che re-irradiano in banda IR la radiazione ricevuta dalla sorgente centrale. Andando a scale del  $\sim \text{kpc}$  si trovano le *Narrow Line Regions (NLR)*, nubi di gas più rarefatto con velocità di qualche centinaio di  $\text{km/s}$ , fotoionizzate dalla sorgente centrale, sono responsabili delle righe strette in emissione presenti negli spettri.

Secondo il *Modello Unificato* degli AGN, le differenti classi osservate sono dovute all'anisotropia del sistema causata dalla presenza del toro e, per una frazione di AGN, dei getti relativistici i quali introducono una direzione di osservazione.

Le differenze osservate negli spettri ottici delle diverse classi di AGN sono attribuite appunto ai diversi angoli di visualizzazione:

- AGN di Tipo 1 sono visti a grandi angoli rispetto al piano sul quale giace il toro e sono caratterizzati da un continuo molto luminoso e spettri con righe sia strette che larghe;
- AGN di Tipo 2, caratterizzati da un continuo più debole e da righe strette, sono visti a piccoli angoli rispetto al piano sul quale giace il toro e la loro emissione è in parte o totalmente oscurata dalla da esso;

---

<sup>3</sup>Il Raggio di Schwarzschild,  $R_s = \frac{2GM_{BH}}{c^2}$ , è direttamente proporzionale alla massa del buco nero ( $M_{BH}$ ), dipende dalla costante di gravitazione universale ( $G$ ) e dalla velocità della luce ( $c$ ). Per raggi più piccoli del raggio di Schwarzschild, nessun evento può influenzare un osservatore esterno, in quanto la velocità di fuga supera quella della luce. Tipicamente  $R_g = \frac{1}{2R_s}$ , dove con  $R_g$  si indica il *Raggio Gravitazionale*.

- AGN di Tipo 0, presentano caratteristiche spettrali insolite, attribuite al piccolo angolo compreso fra l'asse del getto e la linea di vista.

### 1.1.1 AGN *Radio-quiet* e *Radio-loud*

Gli AGN differiscono sia per le proprietà emissive che morfologiche, dando così luogo ad un'ampia zoologia di oggetti. Questa classe di oggetti è stata scoperta mediante l'identificazione ottica di sorgenti radio e solo successivamente rivelata anche attraverso indagini ottiche, X e IR.

Una prima suddivisione degli AGN è stata fatta in funzione della loro emissione radio, associata alla formazione di getti relativistici, ed emissione in banda ottica, prodotta dal disco di accrescimento. Sulla base del rapporto tra le densità di flusso radio ( $F_{5\text{GHz}}$ ), misurati a 5 GHz, e i flussi ottici ( $F_B$ ) determinati a 4000Å (banda B) si sono definite due classi: *Radio-quiet* e *Radio-loud* (Kellermann et al. [1989]). Si definiscono *Radio-loud* gli AGN con  $F_{5\text{GHz}}/F_B \geq 10$  e si ritiene che siano circa il 15% – 20% degli AGN, mentre sono considerati *Radio-quiet* quelli con il rapporto emissione radio-ottico inferiore a 10. Tale separazione rispecchia sommariamente la separazione tra AGN con getti e senza getti.

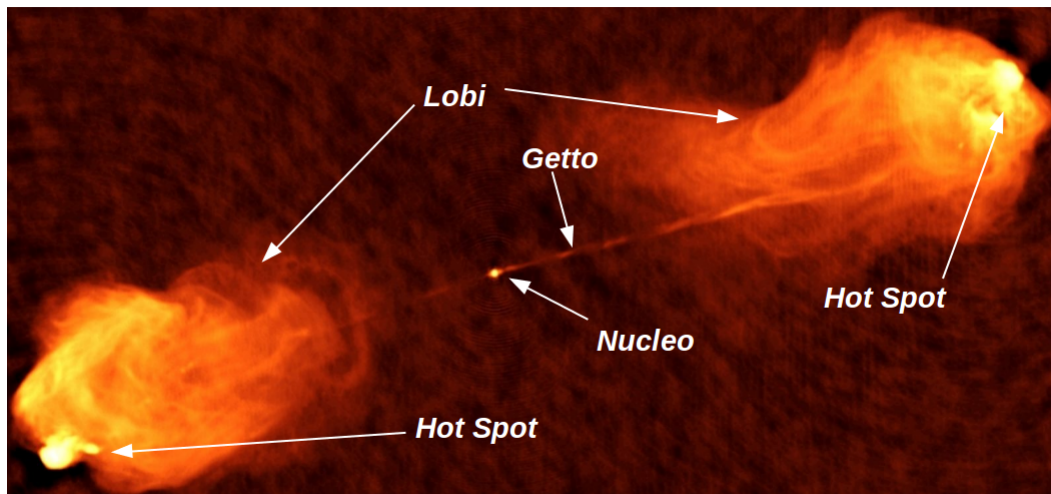
Un ulteriore indicatore della separazione tra AGN *Radio-quiet* e *Radio-loud* è fornito dalla luminosità X ( $[2 - 10] \text{ keV}$ ). Questa non risente dell'estinzione dovuta alla polvere (tipicamente presente nell'emissione ottica e ultravioletta), pertanto può fornire indicazioni più solide sulla dicotomia presentata. Il logaritmo del rapporto  $\log(\nu L_{\nu 5\text{GHz}}/L_{[2-10]\text{keV}}) \geq -4.5$ , infatti, discrimina tra sorgenti ad alta e bassa potenza radio (Terashima and Wilson [2003]).

Gli studi riguardanti questa dicotomia rivelano forti differenze tra le due classi di AGN legata sia alla tipologia di galassie in cui risiedono (i *Radio-loud* si trovano esclusivamente nelle galassie ellittiche), ma anche alla loro morfologico. Infatti, dalle mappe radio ottenute mediante diversi telescopi è riconoscibile la presenza di strutture radio altamente collimate (getti) oltre alla presenza di lobi estesi.

### Struttura radio

L'energia emessa nella banda radio non è di natura termica. Lo spettro in frequenza e le proprietà di polarizzazione delle radio sorgenti sono caratteristici della radiazione da sincrotrone dovuta agli elettroni relativistici presenti nel getto. La regione emittente di una radiogalassia può raggiungere estensioni del centinaio di kpc e viene divisa in due categorie: una struttura estesa, trasparente alla sua stessa radiazione, e strutture compatte in cui la densità degli elettroni relativistici è talmente alta che la radiazione emessa risulta autoassorbita.

La classificazione delle sorgenti *Radio-loud* si appoggia sulle caratteristiche morfologiche delle strutture radio che si osservano (figura: 1.2), quali:



**Figura 1.2:** Immagine della radio sorgente Cygnus A. Sulla sorgente sono indicate le diverse componenti riconoscibili nelle radio sorgenti.

- **Nucleo** (o più comunemente *core*): è la componente centrale molto compatta ( $1 - 100 \text{ pc}$ ) della radiosorgente, il suo flusso mostra spesso fenomeni di variabilità. Presenta uno spettro radio piatto, il cui contributo all'emissione totale può variare fortemente a seconda della regione;
- **Lobi**: due strutture estese (qualche  $\text{Mpc}$ ), di forma ellissoidale, simmetricamente opposte rispetto alla galassia ottica a cui sono associate. Lo spettro radio è descritto da una legge di potenza,  $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , con valori tipici per l'indice spettrale di  $\alpha_r \simeq 0.7 - 1.0$ , che indica radiazione di origine non termica (emissione di sincrotrone). I lobi sono strutture dove viene "depositato" il plasma e l'energia trasportati dal getto dalle regioni centrali alle grandi scale;
- **Hot spots**: sono regioni di piccole dimensioni lineari, al massimo qualche  $\text{kpc}$ , allineate con il nucleo centrale. Rappresentano il punto d'impatto del getto con il mezzo intergalattico, a partire dalle quali il gas si diffonde nel lobo. L'alta brillantezza radio è prodotta da elettroni che vengono accelerati da *shocks* generati dall'impatto. Un processo di accelerazione "locale" spiega anche gli spettri radio relativamente piatti osservati. Presentano una brillantezza superficiale molto superiore a quella del lobo radio in cui risiedono;
- **Getti**: sono strutture collimate ed allungate che connettono il nucleo ai lobi mediante gli *hot spots*. I getti tracciano dei "condotti", o *beam*, attraverso i

quali energia, campo magnetico, particelle relativistiche e plasma termico vengono trasportati dal nucleo verso i lobi. Getti visibili sono indicativi di perdite radiative durante il processo di trasporto che possono verificarsi quando, per esempio, il getto viene a contatto con il mezzo intergalattico e ne viene frenato.

### Classificazione AGN *Radio-loud*

Un'illustrazione schematica della tassonomia degli AGN proposta da Urry and Padovani [1995] in funzione delle proprietà ottiche ed empiriche degli AGN è riportata in tabella 1.1.

Potenza radio	Proprietà emissione righe ottiche		
	<i>Tipo 2</i> (Righe strette)	<i>Tipo 1</i> (Righe larghe)	<i>Tipo 0</i>
<i>Radio – quiet</i>	Syfert 2	Syfert 1 QSO	(QSO?)
<i>Radio – loud</i>	NLRG $\left\{ \begin{array}{l} FR\ I \\ FR\ II \end{array} \right.$	BLRG  FSRQ SSRQ	Blazar $\left\{ \begin{array}{l} Bl\ Lac \\ FSRQ \end{array} \right.$

**Tabella 1.1:** Classificazione degli AGN proposta da Urry and Padovani [1995] in funzione delle proprietà ottiche ed empiriche osservate per le diverse sorgenti.

Gli AGN *Radio-quiet* presentano emissione radio debole o assente, tra questi si riconoscono le galassie di tipo *Seyfert 1* e *Seyfert 2*. Queste galassie sono generalmente a spirale e presentano una potente emissione nucleare, il loro spettro presenta righe in emissione sia larghe che strette. Per le *Seyfert 2* l'emissione risulta oscurata dal toro, pertanto l'osservazione di righe larghe è possibile solo in polarizzazione grazie allo *scattering* della luce proveniente dalle regioni centrali con elettroni presenti nelle regioni polari.

La controparte luminosa delle Seyfert sono i *Quasi-stellar objects* (QSOs), tipicamente sorgenti puntiformi ad alto *redshift* con un forte continuo e larghe righe d'emissione.



La controparte *Radio-loud* dei QSO sono i Quasar. Sulla base dell'indice spettrale dell'emissione radio si suddividono in *Flat Spectrum Radio Quasars* (FSRQs) e *Highly Polarized Quasars* (HPQ) ( $\alpha \leq 0.5$ ) e *Steep Spectrum Radio Quasars* (SSRQs) ( $\alpha \geq 0.5$ ). Questa suddivisione corrisponde ad osservare le radio sorgenti ad un largo (SSRQ) o piccolo (FSRQ) angolo di vista. In quest'ultimo caso, l'emissione proveniente dalla base del getto viene amplificata per effetti relativistici e domina l'emissione complessiva della sorgente. Nelle radio galassie, osservate a grandi angoli di vista, l'emissione radio osservata è dominata dalle strutture estese (lobi).

Le radio galassie sono a loro volta suddivise in due sottoclassi (Fanaroff and Riley [1974]) sulla base della loro morfologia e della loro potenza radio. Gli AGN *Radio-loud* si suddividono ulteriormente tra *Radio-loud* di alta potenza e *Radio-loud* di bassa potenza.

La classe di radio galassie FR furono denominate così dai nomi di Fanaroff e Riley che per primi proposero la distinzione (Fanaroff and Riley [1974]) e le divisero in base alla potenza totale misurata a 178 MHz:

$$P_{178} \simeq 2 \times 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$$

Questa dicotomia si presenta nella banda radio, ma anche in quella ottica (VS) come mette in evidenza lo studio di Owen and Ledlow [1994] ( $L_{1.4\text{GHz}} \propto L_{VS}^{1.7}$ ).

Tra le radiosorgenti di bassa potenza radio ( $< 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ ) si riconoscono le FR I. Dal punto di vista morfologico si caratterizzano per la presenza debole od assente di *hot spot*, inoltre i lobi sono piuttosto estesi e non sempre risultano ben allineati con l'oggetto centrale. I getti bilaterali sono brillanti e con angoli di apertura maggiori che nelle radiogalassie della seconda classe. Il nucleo radio appare più luminoso facendo sì che le FR I a bassa risoluzione appaiano brillanti al centro e meno brillanti verso i bordi, da cui la definizione *edge darkened*. Le FR II sono le radiosorgenti più potenti e vengono definite anche *edge brightened* per l'alta brillantezza delle parti estreme e le *hot spot* che in genere appaiono ben allineate con l'oggetto ottico centrale. I lobi sono ben separati e allungati, mentre, al contrario di quanto si osserva nelle FR I, i getti sono molto deboli e collimati, facendo ipotizzare un meccanismo di trasporto dell'energia efficiente.

Quando gli spettri ottici delle radio galassie mostrano solo righe d'emissione strette, a indicare larghi angoli di vista, sono definite *Narrow Line Radio Galaxies* (NLRG). Ad angoli di vista intermedi l'emissione della regione centrale non è assorbita dal toro e si osservano le righe spettrali larghe di emissione ottica/UV (*Broad Line Radio Galaxies* (BLRG)). Se la linea di vista è direzionata lungo il getto, l'AGN *Radio-loud* presenta effetti relativistici responsabili dell'amplificazione della radiazione emessa dal getto (effetto di *beaming*) e prendono il nome di Blazar. Essi sono caratterizzati da un'intensa componente spettrale continua, da un significativo grado di polarizzazione, da una forte variabilità della luminosità in tutte le bande dello spettro elettromagnetico. Anche questa classe presenta

una divisione interna in funzione della potenza radio: ci si riferisce a BL Lac se l'AGN è di bassa potenza, mentre quelli di alta potenza prendono il nome di *Flat Spectrum Radio-Quasar* (FSRQ). I primi mostrano uno spettro dominato, pressochè a tutte le lunghezze d'onda, dalla componente continua con righe deboli o assenti sia in assorbimento che in emissione. L'emissione continua dei FSRQ assomiglia a quella dei BL Lac, ma presenta righe d'emissione larghe e una componente termica, relativa al disco d'emissione, nell'ottico/ultravioletto (UV).

Si ritiene, inoltre, che i BL Lac e i FSRQ rappresentino la controparte allineata su piccoli angoli di vista, rispettivamente, delle radio galassie FR I e FR II, identificate come *Misaligned AGN* (MAGN). Il modello di unificazione (Urry and Padovani [1995]) implica che tutte le proprietà isotrope, indipendenti quindi dall'orientazione, degli AGN di tipo BL Lac e FSRQ siano simili a quelle della loro cosiddetta *Parent Population* (FR I e FR II).

## 1.2 Meccanismi d'emissione

Di seguito vengono presentati i principali processi radiativi che producono l'emissione osservata dagli AGN *Radio-loud*. Visto gli obiettivi di questo studio, la trattazione si concentrerà sull'emissione non termica (Rybicki and Lightman [1979], Ghisellini [2013]).

La distribuzione spettrale d'energia (SED) dei Blazar e degli AGN *Radio-loud* prodotta alla base del getto visibile a piccoli angoli di orientazione, è caratterizzata dalla presenza di due picchi dovuti all'emissione prodotta da diversi meccanismi radiativi. Generalmente il primo picco è associato all'emissione di *sincrotrone*. Si ritiene che tale emissione, la quale si estende dalla banda radio a quella infrarossa/X, abbia origine nei getti e sia dovuta all'interazione tra il campo magnetico e la componente di particelle che vi sono presenti. L'origine dell'emissione del secondo picco è ancora fortemente dibattuta. Attualmente si ritiene che sia prodotta da fenomeni di Compton Inverso (IC) in cui i soggetti principali sono gli stessi elettroni responsabili dell'emissione di sincrotrone che, mediante successivi *scattering*, portano ad energie più elevate i fotoni con cui interagiscono.

### 1.2.1 Emissione spettrale da sincrotrone

L'emissione di sincrotrone è il risultato dell'interazione tra elettroni relativistici di massa  $m_e$  e carica  $e$ , con energia totale  $E = \gamma m_e c^2$  e campo magnetico  $\vec{B}$  in cui sono immersi<sup>4</sup>. L'elettrone relativistico attraversando con velocità  $\vec{v}$  una

---

<sup>4</sup>Il fattore di Lorentz  $\gamma = \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}$ , dove generalmente si indica con il parametro adimensionale  $\beta = \frac{v}{c}$  il rapporto tra la velocità della particella e la velocità della luce.

regione contenente un campo magnetico  $\vec{B}$  viene sottoposto alla forza di Lorentz,  $\vec{F}_L = e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ , perpendicolare alla sua direzione. Questa deflette la traiettoria dell'elettrone costringendolo a spiraleggiare attorno alle linee di forza del campo magnetico con una frequenza

$$\nu = \frac{eB}{2\pi\gamma m_e c}$$

e ad irradiare energia. La potenza monocromatica irradiata da un elettrone e mediata su una distribuzione isotropa di  $\hat{\theta}$  è:

$$P = \frac{4}{3} c \sigma_T \beta^2 \gamma^2 U_B \propto E^2 B^2$$

dove  $\sigma_T = \left(\frac{8}{3}\right) \pi \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2$  è la sezione d'urto Thomson<sup>5</sup> e  $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$  è la densità d'energia del campo magnetico.

Nel caso astrofisico però, l'emissione di sincrotrone è prodotta da una popolazione di elettroni relativistici, come nel caso dei getti. L'emissione totale perciò si calcola integrando sulla distribuzione di energia degli elettroni. La convoluzione dell'emissione di un singolo elettrone, immerso nel campo magnetico, con la distribuzione d'energia degli elettroni assumendo una legge di potenza  $N(E) = N_0 E^{-p}$  con indice  $p$  produce uno spettro che segue anch'esso una legge di potenza. La densità di flusso espressa in funzione del campo magnetico e della frequenza d'emissione degli elettroni è data dalla relazione:  $S(\nu) \propto N_0 B^{\alpha+1} \nu^{-\alpha}$ , dove  $N_0$  è il fattore di normalizzazione della distribuzione e  $\alpha = \frac{p-1}{2}$  è l'indice spettrale.

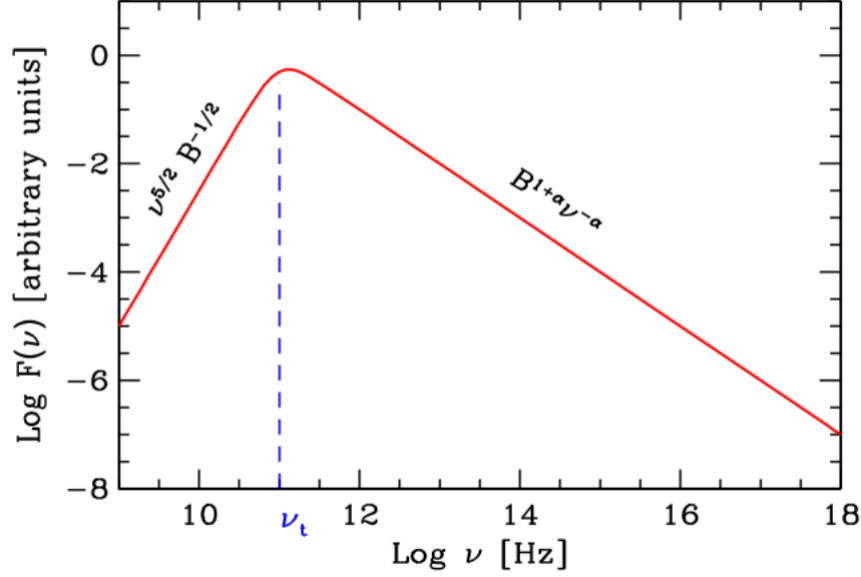
Se la distribuzione degli elettroni è non termica, come nei getti degli AGN *Radio-loud*, il coefficiente d'assorbimento  $\mu(\nu) \propto B^{\frac{2\alpha+3}{2}} \nu^{-\frac{2\alpha+5}{2}}$  si determina a partire dai coefficienti di Einstein<sup>6</sup>. Al di sotto della frequenza critica  $\nu_t$ , corrispondente ad uno spessore ottico  $\tau = 1$ , una frazione significativa dei fotoni viene assorbita dall'interazione con gli elettroni emittenti (*Synchrotron Self-Absorption (SSA)*). Lo spettro complessivo (figura: 1.3) dell'emissione di sincrotrone presenta un andamento:

$$S(\nu) \propto \begin{cases} \nu^{\frac{5}{2}} B^{-\frac{1}{2}} & \nu < \nu_t \\ \nu^{-\alpha} B^{1+\alpha} & \nu > \nu_t \end{cases}$$

Un'ulteriore taglio esponenziale è presente alle alte frequenze. Nel caso di forti perdite radiative lo spettro può non essere più descrivibile da una semplice legge di potenza, ma può risultare modificato in una legge di potenza spezzata. Questo è dovuto al fatto che gli elettroni più energetici hanno tempi di vita più brevi.

<sup>5</sup>La sezione d'urto Thomson è una costante dipendente dalla massa  $m_e$  e dalla carica  $e$  dell'elettrone. Il suo valore è pari a  $6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ .

<sup>6</sup>I coefficienti di Einstein definiscono la probabilità che venga emesso un fotone per *assorbimento spontaneo*, *emissione spontanea* o *emissione stimolata* in funzione dell'atomo e dell'energia del fotone incidente.



**Figura 1.3:** Spettro di sincrotrone autoassorbito tratto da Ghisellini [2013].

### 1.2.2 Emissione spettrale da Compton Inverso

Il processo di Compton Inverso (IC) avviene quando una popolazione di elettroni ultra-relativistici, ognuno con energia  $E = \gamma m_e c^2$ , collide con i fotoni di energia trascurabile rispetto a quella degli elettroni ( $h\nu \ll h\nu_e$ ) e di densità d'energia  $U_{ph} = n_{ph} h\nu$  (dove  $n_{ph}$  indica la densità di fotoni), trasferendo a loro dell'energia fino a produrre emissioni in banda X o addirittura in banda  $\gamma$ . La frequenza del fotone osservato ( $\nu_{IC}$ ) è legata alla sua frequenza iniziale secondo la relazione  $\nu_{IC} \propto \gamma^2 \nu$ .

La potenza emessa da un elettrone ad una data energia prodotta tramite il processo di Compton Inverso dipende dalla densità d'energia dei fotoni:

$$P = \frac{4}{3} c \sigma_T \beta^2 \gamma^2 U_{ph}$$

Lo spettro dei fotoni Compton che risulta se si considera un gas di fotoni isotropo e monocromatico, oltre a una distribuzione d'energia degli elettroni a legge di potenza  $N(E) = N_0 E^{-p}$ , dipende dalla frequenza di *scattering*  $\nu_{IC}$ :

$$S_{IC}(\nu) \propto \nu_{IC}^{-\alpha}$$

anche in questo caso l'indice spettrale  $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$  dipende dall'indice della legge di potenza  $\delta$ . Questo è dovuto al fatto che l'emissione di Compton Inverso prodotta da ciascun elettrone picca ad una frequenza tipica che è un fattore  $\gamma^2$  maggiore di quella iniziale.

### Compton Inverso con i fotoni di sincrotrone

I fotoni che vengono diffusi dagli elettroni relativistici durante i processi di Compton Inverso nei getti possono essere di diversa origine: locale alla regione emittente o esterna. La loro importanza relativa dipende dalle densità e dalle energie delle diverse distribuzioni di fotoni. Nel caso di regioni emittenti molto compatte, caratterizzate da alte densità di elettroni immersi in un campo magnetico, l'interazione avviene con i fotoni di sincrotrone prodotti dal getto stesso. Questo processo prende il nome di *Synchrotron Self Compton (SSC)*. Se i fotoni a bassa energia provengono da una fonte esterna, come ad esempio il disco di accrescimento dell'AGN o dalla CMB, allora il processo è chiamato *Compton Esterno (CE)*.

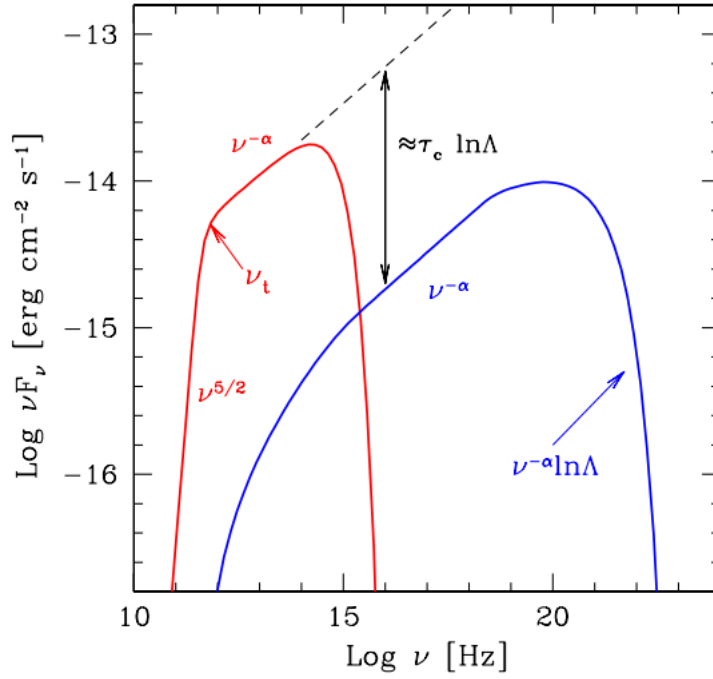
Se la popolazione di elettroni segue la distribuzione a legge di potenza ( $N(E) = N_0 E^{-p}$ ), ci si aspetta una dipendenza del flusso emesso per SSC di un fattore  $N_0^2$ . Data l'emissività specifica di sincrotrone  $S_s(\nu_{IC}) \propto N_0 B^{1+\alpha} \nu_{IC}^{-\alpha}$  alla frequenza di Compton  $\nu_{IC}$ , si determina la densità di flusso per SSC:

$$S_{SSC}(\nu) \propto \tau_c S_s(\nu_{IC}) \ln \Lambda$$

dove  $\ln \Lambda$  è un termine logaritmico derivato dall'integrazione dello spettro sull'intervallo di frequenza  $[\nu_{min} - \nu_{max}]$  e  $\tau_c = \sigma_T R N_0$  dipende dalle dimensioni della regione ( $R$ ). Inoltre si può dimostrare che il rapporto tra la luminosità di IC e la luminosità di sincrotrone è dato dal rapporto delle densità d'energia dei fotoni e del campo magnetico:

$$\frac{S_{IC}}{S_s} = \frac{U_{ph}}{U_B} \sim \tau_c \ln \lambda$$

fornendo indicazioni riguardo al processo principalmente responsabile della perdita radiativa. Le frequenze di picco delle due componenti (sincrotrone e SSC), sono legate dalla relazione  $\nu_{IC} \propto \gamma_{max}^2 \nu_s$ , dove  $\gamma_{max}$  è il massimo fattore di Lorentz nella distribuzione degli elettroni e  $\nu_s$  la frequenza di picco di sincrotrone.



**Figura 1.4:** Esempio dello spettro di SSC tratto da Ghisellini [2013].

### Effetti delle velocità relativistiche

Una sorgente che si muove a velocità relativistiche  $v = \beta c$  con un fattore di Lorentz (o *bulk motion*)  $\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  ad un angolo  $\vartheta$  rispetto alla linea di vista dell'osservatore, presenta una velocità apparente trasversale di:

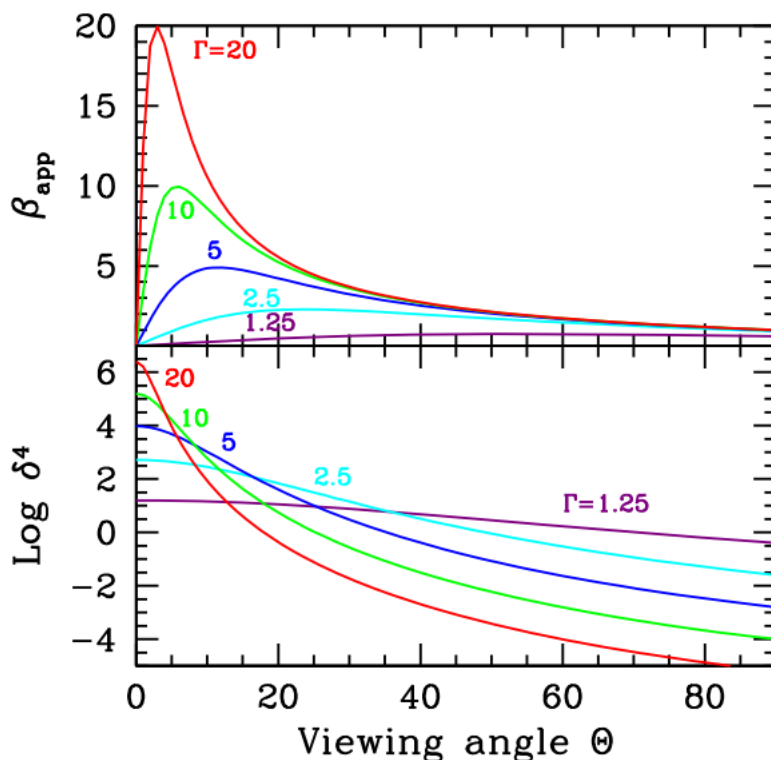
$$\beta_{app} = \frac{\beta c \sin \vartheta}{1 - \beta \cos \vartheta}$$

Tale velocità sarà massima quando  $\sin \vartheta = \frac{1}{\Gamma}$ , pertanto risulta evidente che ad ampi valori di  $\beta$  e piccoli angoli corrispondono dei *bulk motion* alti, ovvero dei getti con moto ultra-relativistico.

Nel sistema di riferimento dell'osservatore la frequenza del segnale osservato ( $\nu_{oss}$ ) subisce una "trasformazione" rispetto alla frequenza emessa ( $\nu_{em}$ ):

$$\nu_{oss} = \delta \nu_{em}$$

a causa degli effetti relativistici espressi mediante il fattore *Doppler*  $\delta = \frac{1}{\Gamma(1-\beta \cos \vartheta)}$ . Se la sorgente è in avvicinamento ( $\beta > 0$  e  $\delta > 0$ ) la frequenza osservata sarà maggiore di quella emessa (*blueshift*); se invece è in allontanamento dall'osservatore ( $\beta < 0$  e  $\delta < 0$ ) allora la frequenza osservata risulterà minore di quella emessa



**Figura 1.5:** Nel pannello superiore è riportato l'andamento della velocità apparente ( $\beta_{app}$ ) in funzione dell'angolo  $\theta$  per vari valori del bulk motion  $\Gamma$ . Nel pannello inferiore, invece, è raffigurato l'andamento del fattore di amplificazione ( $\delta^4$ ) in funzione di  $\theta$ . L'immagine è tratta da Ghisellini [2013].

(redshift). Assumendo che la regione responsabile dell'emissione osservata abbia una forma sferica e si muova con velocità relativistiche e tenendo in considerazione le trasformazioni relativistiche tra il sistema di riferimento dell'osservatore e il sistema della sorgente emittente per il tempo ( $dt_{oss} = dt_{em}/\delta$ ), l'angolo solido ( $d\Omega_{oss} = d\Omega_{em}/\delta^2$ ) e la frequenza ( $\nu_{oss} = \delta\nu_{em}$ ), la luminosità osservata dipende da un fattore  $\delta^4$  (figura: 7.4):

$$L_{oss} \propto L_{em}\delta^4$$

Il fattore Doppler può assumere valori maggiori ( $\delta > 1$ ) o minori di uno ( $\delta < 1$ ) a seconda del bulk motion ( $\Gamma$ ) e del prodotto  $\beta\cos\theta$ . Nel caso in cui  $\delta > 1$ , la luminosità  $L_{oss}$  risulterà amplificata. Tale trasformazione è alla base dello studio dei getti degli AGN *Radio-loud*. Questo effetto prende il nome di *Doppler boosting* (boosting relativistico) e spiega come la luminosità possa essere sovrastimata a causa degli effetti relativistici.

### 1.3 Getti relativistici

Come detto precedentemente le sorgenti *Radio-loud* sono associate alla presenza di getti collimati, composti da particelle relativistiche e campo magnetico. La loro formazione e struttura, oltre che l'evoluzione e i meccanismi d'interazione con il mezzo circostante, sono tra i temi maggiormente discussi in questo campo. Empiricamente si definiscono come strutture strette e allineate con il nucleo della radio sorgente. Ad alta risoluzione si distinguono per il contrasto di brillantezza con le altre strutture estese presenti (lobi). In particolare il rapporto tra l'emissione del getto e del lobo dipende fortemente dall'angolo di vista ( $\theta$ ) a cui viene osservata la sorgente.

I getti sono alimentati dal buco nero e trasportano energia e momento angolare dalle piccole scale fino agli *hot spots* alle grandi distanze (*Mpc*). Le particelle, che andranno a formare i getti vengono inizialmente accelerate a velocità relativistiche. Si ritiene che il getto sia "lanciato" dai meccanismi d'accrescimento del buco nero e alimentato dall'energia gravitazionale della materia in accrescimento. In questo caso l'origine dei getti può essere il risultato dei processi magnetoidrodinamici presenti nelle regioni interne del disco di accrescimento (Kato et al. [2004], Lynden-Bell [2003]).

Una seconda ipotesi è che la loro formazione sia attribuibile all'energia rotazionale del buco nero rotante. Dalle simulazioni si è visto che un parametro fondamentale nella formazione di getti è lo spin del buco nero. Si pensa che la magnetosfera del buco nero sia legata al disco e che le linee di forza del campo magnetico si comportino in maniera diversa a seconda che le due componenti presentino una rotazione concorde o discorde, portando alla chiusura delle linee di forza su se stessa nel primo caso mentre, nel secondo, si espandono verso l'esterno, creando una cosiddetta torre magnetica, in grado di convogliare e accelerare il gas che sta cadendo. Si ritiene, quindi, che la formazione di un getto sia più probabile nel caso in cui lo spin del buco nero sia retrogrado (Uzdensky [2005], Garofalo [2009]).

Sebbene inizialmente il loro moto presenti velocità relativistiche per scale inferiori al *kpc*, dalle scale del  $\sim kpc$  in su i getti possono mostrare evidenti segnali di rallentamento diventando sub-relativistiche. Un'evidenza di questo rallentamento è fornita dalla simmetria dei getti e dalle forme abbastanza distorte e poco collimate. In ambienti densi l'interazione con il mezzo circostante, quando ormai il getto ha diminuito la sua velocità, può determinare variazioni della traiettoria del getto e dare vita a forme distorte.

#### 1.3.1 Emissione multi-banda

I processi di formazione dei getti hanno un impatto sui tempi di variabilità della loro luminosità. La modulazione della potenza si ritiene essere la responsa-



bile delle variazioni di luminosità osservate nell'emissione non risolta ai raggi X e  $\gamma$  da parte dei Blazar. L'emissione radio prodotta dai getti è solo una frazione dell'emissione elettromagnetica che emettono. I modelli spiegano quest'emissione in multi-banda come una conseguenza del trasporto dell'energia cinetica prodotta dalle particelle relativistiche.

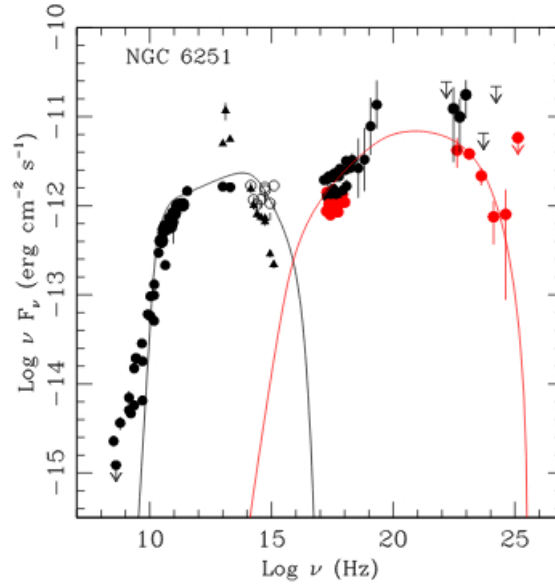
L'emissione osservata in banda radio, sia per i getti energetici sia per quelli meno energetici, è associata a processi di sincrotrone: il gas responsabile dell'emissione è confinato in regioni molto compatte presentando conseguentemente fenomeni di autoassorbimento. Man mano che ci si allontana dal buco nero ed il getto si espande, la sua emissione diventa trasparente a frequenze via via minori. La somma di spettri autoassorbiti a frequenze diverse fornisce un profilo piatto dell'emissione. Pertanto, per studiare le parti più interne del getto, bisogna osservare a frequenze sempre più alte ( $\geq GHz$ ). La regione identificata come nucleare su scale inferiori al  $pc$ , che si studia in banda radio, è la base del getto diventata trasparente a quelle frequenze. Una conferma di ciò è fornita dalla presenza di una forte polarizzazione lineare dell'emissione e dallo spettro riprodotto dal modello a legge di potenza.

Alle grandi scale l'emissione in banda ottica e X è ancora dibattuta e viene spiegata con diverse teorie a seconda della sorgente in esame. Attualmente si ritiene che l'emissione dal radio ai raggi X delle sorgenti di bassa potenza (FR I) sia totalmente attribuibile a processi di sincrotrone e le estrapolazioni dello spettro radio sembrano supportare tale tesi. Non è così, invece, per le radio sorgenti di alta potenza (FR II) la cui emissione a larga scala è oggetto di dibattito. In queste sorgenti l'emissione in banda X su scale del  $kpc$  è difficilmente attribuibile ad emissione di sincrotrone e sembra meglio descritta da processi di Compton Inverso. Questi richiedono la presenza di particelle altamente energetiche, evidenziando la presenza di getti relativistici. I fotoni, che mediante l'urto con le particelle relativistiche vengono portati a energie più alte, possono essere prodotti dal getto, dall'ambiente circostante (disco di accrescimento, toro, NLR, BLR) o della CMB (Cara et al. [2013]).

## Interpretazione della SED

Il continuo non termico dei Blazar, che si estende dalla banda radio ai raggi  $\gamma$ , è caratterizzato nel diagramma<sup>7</sup>  $\log \nu F_\nu - \log \nu$  dalla presenza di due picchi "larghi" ben distinguibili (figura: 1.6). La collocazione in frequenza dei due picchi cambia di oggetto in oggetto, però a livello generale il primo picco si estende dalla banda radio ( $\lambda \simeq mm$ ) alla banda *soft-X* ( $[10^{13} - 10^{17}] Hz$ ). I risultati delle osservazioni di questi oggetti sembrano indicare che l'emissione alle basse energie sia ragionevolmente prodotta da meccanismi di sincrotrone e che il picco si collochi a

<sup>7</sup>Il diagramma rappresenta la distribuzione spettrale d'energia della sorgente su tutto lo spettro elettromagnetico.



**Figura 1.6:** Distribuzione spettrale d'energia di NGC 6251 (Migliori et al. [2011]).

frequenze  $10^{12.5} \text{ Hz} < \nu_s < 10^{14.5} \text{ Hz}$  per i FSRQ, mentre per i BL Lac si colloca in un intervallo maggiore di frequenze  $10^{13} \text{ Hz} < \nu_s < 10^{17} \text{ Hz}$  (Abdo et al. [2010]). Il discorso risulta più complicato per il picco alle alte energie. Questo si trova nella banda del  $\text{keV} - \text{MeV}$  ( $[10^{21} - 10^{24}] \text{ Hz}$ ) e l'origine dell'emissione è fortemente discussa. Attualmente si ritiene che l'emissione dei Blazar possa essere descritta da modelli di tipo *leptonici*, sostenendo che l'emissione in banda *hard-X*/ $\gamma$  sia dovuta a meccanismi di Compton Inverso, in particolare di tipo SSC.

Solo grazie all'avvento dell'astronomia in banda gamma è stato possibile studiare l'emissione complessiva di queste sorgenti. Le osservazioni effettuate in questa banda altamente energetica hanno messo in evidenza che spesso l'emissione dei Blazar è dominata dalla componente alle alte energie. I brevi tempi di variabilità osservati dai satelliti gamma hanno fornito una conferma sulle dimensioni estremamente compatte della regione responsabile dell'emissione e sulla presenza di plasma con velocità relativistiche all'interno del getto (Tavecchio [2006]).

Non sempre, però, un semplice modello *one-zone*, omogeneo, con emissione di SSC risulta sufficiente per spiegare la SED e la variabilità temporale di questi oggetti. È stato necessario, pertanto, ricorrere a modelli più complessi che coinvolgono processi di Compton Esterno con i fotoni provenienti dal disco d'accrescimento o comunque dall'ambiente circostante (includendo anche il caso in cui gli elettroni relativistici interagiscono con i fotoni della CMB). Inoltre è da osservare che, dato il legame tra i due picchi d'emissione ( $\nu_{IC} \propto \gamma_{max}^2 \nu_s$ ), ad un aumento della luminosità osservata la frequenza dei due picchi d'emissione si sposterà a frequenze

inferiori. In questo modo il picco alle alte energie diventerà dominante. Sebbene nella tesi non verranno presi in considerazione, un'ulteriore spiegazione sull'origine dell'emissione dei Blazar la possono fornire anche i modelli *adronici*. Questi assumono che l'emissione alle alte energie abbia origine dalle collisioni di tipo adrone-adrone. Queste darebbero origine al meccanismo di produzione di coppie formando una cascata di elettroni e positroni.

### 1.3.2 Modelli

L'assunzione del *Modello Unificato* implica che a piccoli angoli si verifichi l'amplificazione della luminosità emesse, mentre a grandi angoli si osserva generalmente la luminosità intrinseca ( $L_{\text{oss}} \propto L_{\text{em}} \delta^4$ ). Una conseguenza della grande inclinazione delle radio sorgenti, nel caso in cui si assuma che l'emissione provenga da una singola regione omogenea che emette per SSC, è la limitata emissione in banda  $\gamma$ . In alcuni casi si osserva un'emissione caratterizzata da un basso *bulk motion*, risultando in disaccordo con quanto ci si aspetta a quelle scale. Studi recenti stanno perciò valutando la possibilità che il getto presenti una struttura più complessa rispetto a quella predetta, in cui la regione centrale (*spine*) viaggia a velocità altamente relativistiche, mentre la regione esterna a contatto con il mezzo intergalattico si muove a velocità ridotte con  $\Gamma \simeq 2$  (Ghisellini et al. [2005]). Nonostante ciò ci sono sorgenti orientate a grandi  $\theta$  rispetto all'osservatore in cui l'emissione alle energie del *GeV* è comunque rivelata dai satelliti quali *Fermi*. Questi prendono il nome di *Misaligned*.

Le *Misaligned AGN* (MAGN) sono tipicamente radio sorgenti e SSRQ risolte in banda radio (Grandi et al. [2012]). Presentano uno spettro radio ripido con indice spettrale  $\alpha_r > 0.5$  e talvolta mostrano strutture simmetriche. Sulla base della morfologia radio, come accennato precedentemente, i MAGN sono classificati come FR I e FR II, in accordo con il *Modello Unificato* il quale identifica FR I e FR II come la *parent population* rispettivamente dei BL Lac e FSRQ.

Nel caso di FR I/BL Lac vi sono evidenze riguardo ad una loro possibile correlazione, tra le quali quella riportata da Chiaberge et al. [2000]: i BL Lac presentano una luminosità ottica della regione nucleare più alta rispetto a quella che si misura per le FR I, tuttavia, se si corregge per il fattore Doppler, le luminosità risultano confrontabili. L'emissione dei getti delle FR I è generalmente molto brillante nella regione di formazione vicino al buco nero per poi calare gradualmente d'intensità andando a grandi scale, inoltre dissipano parte della loro energia nell'interazione con il mezzo circostante (Worrall and Birkinshaw [2006]). Queste sorgenti presentano un indice spettrale in banda X maggiore di quello misurato dallo spettro in banda radio ( $\alpha_X > 1$ ,  $\alpha_X \gg \alpha_r$ ). La distribuzione d'energia dalle frequenze radio fino a quelle X è riprodotta in maniera soddisfacente da un'unica legge di potenza confermando la tesi secondo cui l'emissione delle FR I è dovuta principalmente a meccanismi di sincrotrone il che implica che la regione emittente non può essere

più grande della regione d'accelerazione degli elettroni (Harris and Krawczynski [2006]). L'emissione alle piccole scale è in accordo con quella osservata per i BL Lac.

Per le FR II/FSRQ si ritiene che le prime siano una versione deamplificata delle seconde. Analogamente a quanto osservato per le radiogalassie a bassa potenza, l'emissione alle grandi scale in banda radio è compatibile con i meccanismi d'emissione per sincrotrone ma, diversamente da quanto visto per le FR I, l'emissione X osservata a queste scale non è più associabile al sincrotrone. Le osservazioni effettuate con il satellite *Chandra* hanno messo in evidenza che in questi getti l'indice spettrale X è minore rispetto a quello stimato per la banda radio ( $\alpha_X < \alpha_r$ ); inoltre i moti superluminali e l'allineamento del getto dalle scale del *pc* alle scale del *kpc* indicano che l'emissione è fortemente amplificata ( $\delta \simeq 10 - 15$ ). Generalmente il sincrotrone a queste energie risulta autoassorbito, ne consegue che l'emissione ai raggi X è attribuibile a processi di Compton Inverso. Data la bassa densità dei fotoni nucleari si ritiene che gli elettroni del getto interagiscano con quelli della radiazione cosmica di fondo (CMB). In questo modo una singola popolazione di elettroni è in grado di produrre emissione di sincrotrone dalla banda radio alla banda ottica, e successivamente emettere ai raggi X per Compton Inverso con i fotoni della CMB (Tavecchio et al. [2000], Celotti et al. [2001]).

L'emissione alle alte energie su piccole scale è dovuta alla presenza di un disco di accrescimento. Gli elettroni relativistici del getto interagiscono, pertanto, con i fotoni ultravioletti emessi dal disco d'accrescimento e quelli riprocessati dalle BLR e dal toro ed emettono radiazione per Compton Inverso (*Compton Esterno*).

### 1.3.3 Energetica dei getti

Uno degli obiettivi primari dello studio dei getti a diverse scale è la determinazione del loro contenuto energetico nelle diverse componenti e la quantificazione delle perdite radiative durante il tragitto.

La condizione fondamentale da soddisfare e tenere sempre in considerazione nello studio energetico dei getti è che l'emissione osservata in tutto lo spettro elettromagnetico è una piccola frazione della potenza totale trasportata dal getto ( $L_{rad\,oss} < P_{getto}$ ); se ciò non viene soddisfatto il getto non sopravvive e non può raggiungere le dimensioni osservate.

Poichè il contributo da parte delle particelle emittenti, quali elettroni e positroni, non è sufficiente a spiegare la potenza del getto stimata e tenendo presente che il contributo del campo magnetico è trascurabile, il getto deve avere un'ulteriore componente energetica che contribuisce all'energetica totale.

L'idea è che il getto presenti anche una componente protonica che, seppure non emettendo, contribuisce energeticamente alla potenza trasportata dal getto (Ghisellini [2009]).

Un ampio contributo alla potenza totale trasportata dal getto è fornito dalla po-

tenza cinetica dovuto alle particelle relativistiche ( $L_e + L_p$ ) di cui è composto e dal *Poynting flux* ( $L_B$ ) prodotto dal campo magnetico in movimento:

$$P_{\text{getto}} = \pi R^2 \Gamma^2 (U'_e + U'_p + U'_B)$$

dove  $U'_i$  indica la densità di energia della componente elettronica, protonica e del campo magnetico (Tavecchio et al. [2007]). In questo modo quasi il 10% della potenza del getto è dissipata sotto forma di luminosità radiativa (Tavecchio [2006]). Si deve notare come la stima della potenza del getto dipenda, con un fattore  $R^2$ , dalle dimensioni della regione emittente.

Si assume che ci sia un continuo "inserimento" di particelle relativistiche nel getto in un tempo finito. Questo implica che solo le particelle più energetiche hanno il tempo di raffreddare. La distribuzione di energia espressa in termini di Lorentz assume perciò un andamento a legge di potenza spezzata ( $N_\gamma$ ) la cui forma dipende dalla distribuzione delle particelle introdotte nel getto e dai tempi di raffreddamento che hanno rispetto ai tempi di iniezione nel mezzo (Celotti and Ghisellini [2008]). Bisogna tenere presente che elettroni e campo magnetico producono radiazione osservabile, mentre i protoni non emettono, si assume generalmente che ci sia un protone per ogni elettrone emesso.

## Capitolo 2

# Telescopi per la ricerca

Le osservazioni alle alte energie devono essere effettuate da satelliti posti fuori dell'atmosfera per via dell'assorbimento da parte dell'atmosfera terrestre del segnale ai raggi X e gamma.

Di seguito sono riportate le principali caratteristiche dei telescopi X *Chandra* e *XMM-Newton*, *Swift* e quelle del telescopio gamma *Fermi*. Inoltre vengono riproposte le caratteristiche principali del radio telescopio *VLA* le cui osservazioni hanno fornito i dati relativi all'emissione estesa di IC 1531.

### 2.1 Telescopio *Chandra*

L'osservatorio *Chandra*, della *NASA*, ideato per avere una risoluzione angolare superiore rispetto alle precedenti missioni in banda X, è stato lanciato in orbita il 23 luglio del 1999.

Il satellite è collocato su un'orbita fortemente ellittica con un periodo di 64 ore e 18 minuti. Quest'orbita, posta a oltre un terzo della distanza Terra-Luna, permette una elevata efficienza di osservazione poichè il satellite passa la maggior parte del suo tempo oltre le fasce di particelle cariche che circondano la Terra permettendo in tal modo prolungate osservazioni continue ( $\sim 2 \cdot 10^5$  ks).

Il satellite *Chandra* trasporta 4 strumenti per l'analisi scientifica:

- **High Resolution Camera (HRC)**<sup>1</sup>: composta da un *micro-channel plate* (MCP) suddiviso in due strumenti, HRC-I utilizzato per l'imaging e HRC-S per la spettroscopia. Lo strumento presenta un ampio campo di vista ( $\sim 30 \times 30$  arcmin) e lavora nell'intervallo energetico tra  $[0.06 - 10]$  keV con una risoluzione spettrale molto limitata  $\Delta E/E \sim 1$ ;
- **Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)**<sup>2</sup>: dieci CCD divisi su due strutture, la prima composta da quattro CCD (ACIS-I) e la seconda da sei

---

<sup>1</sup><http://cxc.harvard.edu/proposer/POG/html/chap7.html>.

<sup>2</sup><http://cxc.harvard.edu/proposer/POG/html/chap8.html>.

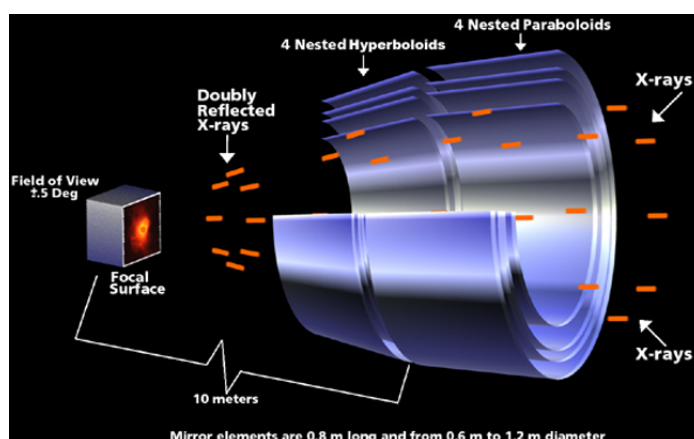
(ACIS-S). Il detector, ideale per *imaging* presenta un'alta risoluzione angolare ( $FWHM \sim 1''$  in asse) e moderata risoluzione spettrale di  $\sim 130 \text{ eV}$  a  $6 \text{ keV}$ ;

- **High Energy Transmission Grating (HETG)**<sup>3</sup>, usato per la spettroscopia ad alta risoluzione nella banda  $[0.4 - 10] \text{ keV}$  ( $E/\Delta E = 1000$  a  $1 \text{ keV}$  e  $E/\Delta E < 660$  a  $\sim 0.8 \text{ keV}$ );
- **Low Energy Transmission Grating (LETG)**<sup>4</sup>. È lo strumento con il più alto potere risolutivo, alle basse energie ( $[0.07 - 0.15] \text{ keV}$ ), presente a bordo di *Chandra* ( $E/\Delta E \sim 1000$ ).

### 2.1.1 Il telescopio

Il rilevamento dei raggi X si basa sul principio di incidenza radente: se l'angolo di incidenza con cui il fotone arriva sugli specchi è sufficientemente piccolo, esso può essere riflesso. Grazie alla relazione di *Snell* è possibile definire l'angolo minimo ( $\theta_c$ ) per cui si verifica la riflessione dei fotoni. Questo angolo dipende dalla densità del materiale adottato per costruire gli specchi e dall'energia del fotone incidente:  $\theta_c \propto \sqrt{\rho}/E$ .

Per focalizzare i fotoni X l'*High Resolution Mirror Assembly (HRMA)* è costituito da un sistema di ottiche di tipo *Wolter-I*: quattro *shell* di specchi paraboloidi ed iperboloidi coinnestati (figura: 2.1), rispettivamente di diametro  $0.65 \text{ m}$ ,  $0.87 \text{ m}$ ,  $0.99 \text{ m}$  e  $1.23 \text{ m}$  e lunghe  $84 \text{ cm}$  ottenendo così una lunghezza focale di  $10 \text{ m}$  e un campo di vista di  $30'$ .



**Figura 2.1:** Illustrazione della struttura delle ottiche presenti in HRMA.

<sup>3</sup><http://cxc.harvard.edu/proposer/POG/html/chap8.html>.

<sup>4</sup><http://cxc.harvard.edu/proposer/POG/html/chap9.html>.

I fotoni X incidenti vengono focalizzati dagli specchi sul piano focale, dove sono collocati gli strumenti HRC e gli ACIS. Questi due strumenti sono complementari per la raccolta ed analisi dell'*imaging* ai raggi X.

La *High Resolution Camera (HRC)* rivela i raggi X riflessi dalla struttura di specchi. I due MCP, presenti all'interno, convertono i raggi X incidenti in una cascata di elettroni. Una griglia rileva il segnale elettronico e fornisce le informazioni per determinare la posizione di provenienza dell'emissione X.

L'*Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)*, invece, offre la capacità di acquisire simultaneamente immagini ad alta risoluzione (con risoluzione angolare di  $0.5''$ ) e moderata risoluzione spettrale ( $\sim 130\text{ eV}$  a  $6\text{ keV}$ ). Inoltre, questo strumento può essere usato insieme agli strumenti HETG o LETG per ottenere spettri ad alta risoluzione.

La camera ACIS è composta da un totale di 10 CCD (*Charged coupled devices*) da  $1024 \times 1024\text{ pixel}$ . Questi sono disposti su due mosaici (figura: 2.2) di cui il primo è composto da 4 CCD (denominati I-0, 1, 2, 3) disposti in un mosaico di  $2 \times 2$  (camera ACIS-I) e sono utilizzati per l'*imaging*. Gli altri 6 CCD (denominati S-0, 1, 2, 3, 4, 5) sono invece disposti in un mosaico lineare (camera ACIS-S) e vengono utilizzati sia per l'*imaging* che per la spettroscopia.

I CCD S1 e S3 sono di tipo *back-illuminated (BI)*, i restanti di tipo *front-illuminated (FI)*.

## CCDs

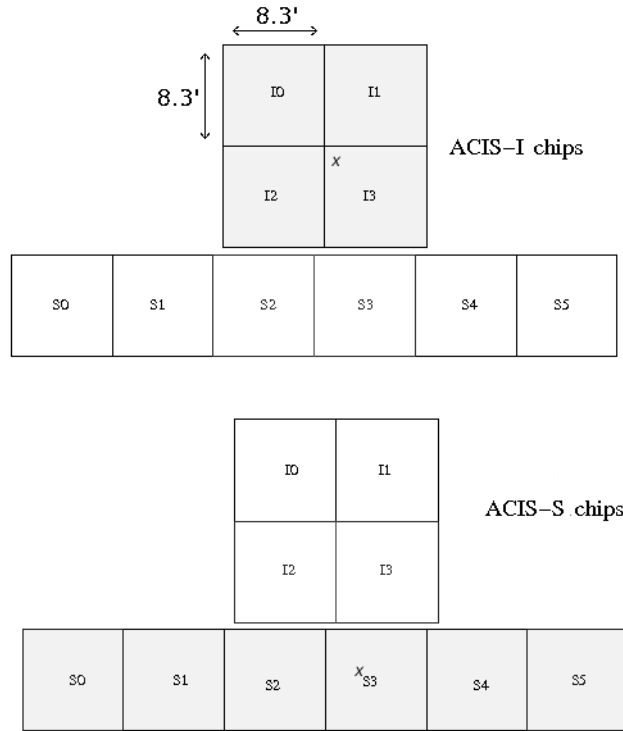
I CCD sono dei dispositivi elettronici a stato solido composti principalmente da silicio. I fotoni incidenti interagiscono con il semiconduttore di silicio, presente all'interno, che li converte in coppie elettrone-lacuna. Gli elettroni vengono trasferiti ai pixel applicando una opportuna differenza di potenziale. In questo modo le cariche vengono trasferite di pixel in pixel fino all'amplificatore, dove vengono digitalizzati.

Questo tipo di detector risulta fortemente vantaggioso per l'osservazione ai raggi X in quanto:

- alta velocità di lettura ( $\sim 3.2\text{s}$ );
- ottima risoluzione energetica;
- alta efficienza nel trasportare le cariche;
- una buona efficienza quantica tra  $[2 - 10]\text{ keV}$ ;
- permette di misurare sia la posizione che l'energia dei fotoni incidenti.

I CCD si distinguono tra *back-illuminated* e *front-illuminated*. I primi tendono ad avere una risoluzione spettrale migliore rispetto ai secondi, inoltre, sono caratterizzati da una risposta che si estende ad energie inferiori rispetto a quelle accessibili





**Figura 2.2:** Rappresentazione schematica delle camere ACIS–I (prima immagine) e ACIS–S (seconda immagine). Ogni CCD copre una regione di  $8.4' \times 8.4'$  del cielo. La croce nei chip I3 e S3 rappresenta il fuoco del telescopio. S1 e S3 sono di tipo BI.

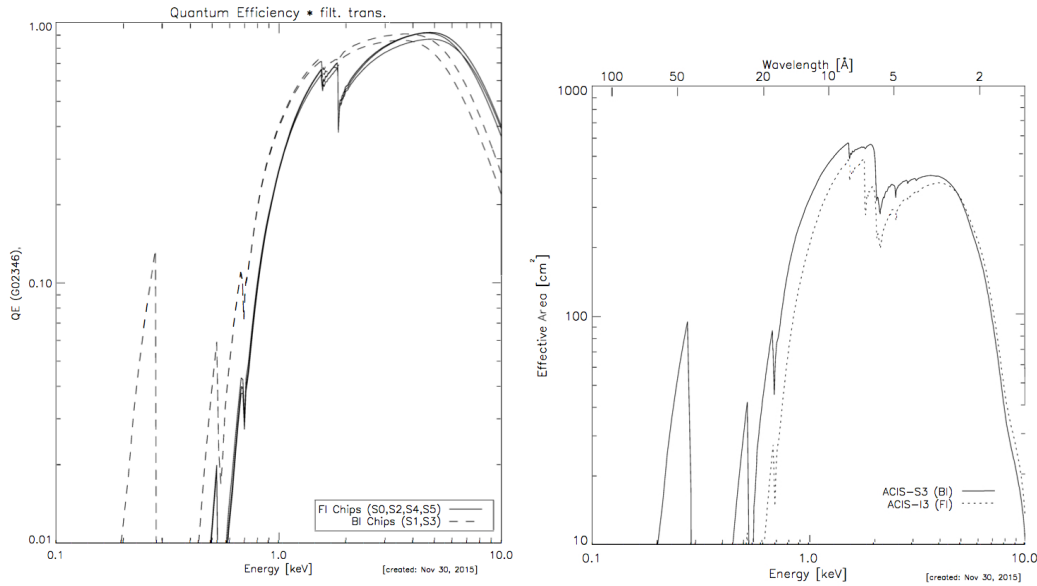
tipicamente per i dispositivi di tipo FI, e quindi risultano particolarmente utili per l'*imaging* in banda soft X.

### 2.1.2 Efficienza Quantica e Area Efficace

I CCD di tipo BI presentano una migliore Efficienza Quantica ( $QE$ ) (figura: 2.3) e maggiore Area Efficace ( $A_{eff}$ ) alle basse energie rispetto ai CCD di tipo FI (figura: 2.3).

Una quantità importante, di cui bisogna tenere conto, è l'area efficace del telescopio. Questa descrive la sensibilità del rivelatore alla radiazione X incidente, in funzione dell'energia. È definita come l'area geometrica convoluta con la risposta dello strumento.

$$A_{eff}(E, \theta, x, y) = A_{geo} \times R(E) \times V(E, \theta) \times QE(E, x, y) \quad (2.1.1)$$



**Figura 2.3:** Efficienza quantica (pannello a sinistra) per i due tipi di CCD, BI e FI della camera ACIS. Si può notare che i CCD di tipo BI hanno migliore QE alle basse energie. Nel pannello a destra è rappresentata l'Area efficace HRMA/ACIS.

e dipende dalla geometria degli specchi ( $A_{geo}$ ), dalla frazioni di fotoni riflessi dagli specchi ( $R(E)$ ), dal *vignetting*<sup>5</sup> ( $V(E, \theta)$ ) e dall'Efficienza Quantica ( $QE$ ). Quest'ultima rappresenta la frazione di fotoni incidenti effettivamente registrati dal rivelatore; nel caso di un CCD, l'efficienza quantica è espressa in funzione della posizione ( $x, y$ ) sul rivelatore e dell'energia.

### 2.1.3 Risoluzione spaziale ed energetica

Come accennato precedentemente, i telescopi per raggi X non utilizzano gli specchi convenzionali perchè questi non riescono a riflettere i fotoni alle alte energie in maniera efficiente e dunque concentrare la radiazione altamente energetica. La risoluzione angolare è la capacità degli specchi dell'HRMA e del rivelatore di distinguere tra oggetti dello stesso campo di vista separati da piccole distanze angolari. La PSF<sup>6</sup> dipende dalla posizione della sorgente sul rivelatore e l'energia dei fotoni.

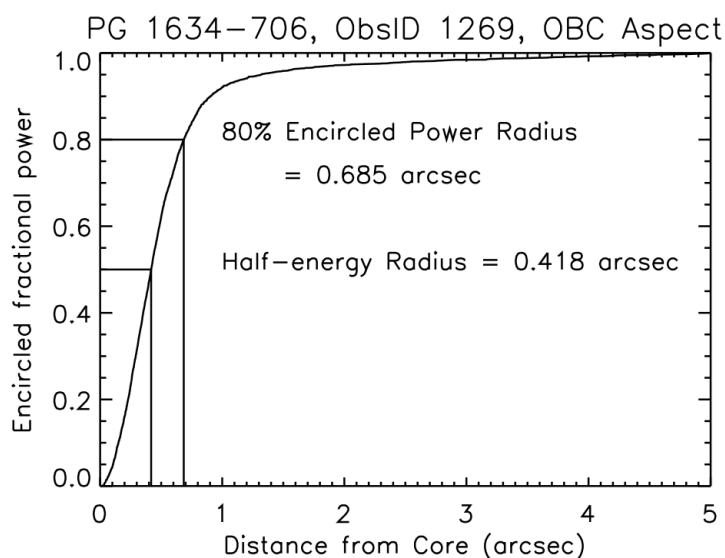
<sup>5</sup>I fotoni più energetici presentano angoli critici più piccoli e quindi vengono focalizzati solo se sono in asse con il telescopio. Ne consegue che le zone esterne del campo di vista presentano una riduzione più prominente nei fotoni rivelati all'aumentare dell'energia.

<sup>6</sup>La risoluzione angolare può essere definita da due parametri: la larghezza a metà altezza *Full Width at Half Maximum* (FWHM) e la larghezza a metà dell'energia (HEW). L'HEW è il raggio del cerchio che include il 50% dei fotoni in arrivo.

La risoluzione spaziale per l'*imaging* in asse con l'ACIS è limitata dalla dimensione fisica dei CCD. Circa il 90% dell'energia è racchiusa entro 4 *pixel* ( $\sim 2''$ ) a 1.49 keV ed entro 5 *pixel* ( $\sim 2.5''$ ) a 6.4 keV.

Per quanto riguarda la PSF dell'HRMA, essa ha una distribuzione complessa che dipende dalla posizione sul rivelatore e dall'energia. Inoltre la forma della PSF soffre di distorsioni dovute sia alle aberrazioni delle ottiche *Wolter-I* sia al fatto che i quattro specchi hanno superfici focali non coincidenti. Questo comporta un aumento delle dimensioni dell'immagine della PSF all'aumentare dell'angolo di *off-axis*. Inoltre, l'allargamento dello PSF è maggiore negli specchi più interni, quindi è maggiore per fotoni alle più alte energie. Nonostante ciò, il satellite *Chandra* vanta la migliore risoluzione angolare tra gli attuali satelliti che operano in banda X: è caratterizzato da una PSF (FWHM) di  $0.5''$  con una corrispondente HEW di  $0.4''$ , estremamente utile per la risoluzione delle singole strutture delle sorgenti.

Direttamente connessa alla distribuzione dell'energia della PSF è la misura della *Encircled Energy Fraction (EEF)*. Essa rappresenta la frazione d'energia totale racchiusa in un regione circolare dell'immagine e dipende fortemente dall'energia dei fotoni incidenti e dall'angolo. Nel caso di *Chandra*, per una sorgente puntiforme in asse a 1.5 keV,  $\sim 90\%$  dell'EEF rimane confinata entro un raggio di  $\sim 1''$  (figura: 2.4), se ci si sposta ad energie più alte, dato l'aumento delle dimensioni della PSF, aumenta il raggio dell'EEF (6.4 keV corrispondono ad una regione di  $\sim 2.5''$ ).



**Figura 2.4:** *Encircled Energy Fraction* in funzione del raggio per l'osservazione di una sorgente puntiforme. L'immagine è tratta dal manuale in rete di Chandra: [cxc.harvard.edu/proposer/POG/html/](http://cxc.harvard.edu/proposer/POG/html/)

## Rumore di fondo

Le principali componenti che contribuiscono al rumore di fondo nelle osservazioni *Chandra* sono tre:

- **Fondo di radiazione X diffuso**, di cui una frazione significativa (fino a 80% – 90%) viene risolto in sorgenti discrete durante le osservazioni lunghe ( $\geq 100$  ks), contribuendo comunque al tasso di conteggi complessivo;
- **Flares prodotti da particelle cariche**, quali fotoni e altre particelle neutre che interagiscono con gli specchi del telescopio e successivamente vengono convogliati sul piano focale.
- **Artefatti** dovuti alla fase di lettura dei CCD. Misure su questa componente sono state ottenute durante la fase di calibrazione dello strumento

In generale il tasso di *background*, durante un'osservazione, tende ad essere stabile il che facilita le procedure per identificarlo e rimuoverlo in fase di analisi dati.

## 2.2 Telescopio XMM-Newton

L'osservatorio spaziale *XMM-Newton* (*X-Ray Multi Mirror Mission*) è una missione *ESA* (*European Space Agency*) in orbita dal Dicembre del 1999. Il satellite è stato collocato su un'orbita altamente ellittica con un'inclinazione rispetto all'eclittica di  $\sim 40^\circ$  e un periodo di rivoluzione di  $\sim 48$  h. In questo modo permette osservazioni continue per intervalli di tempo di 145 ks.

Il telescopio è costituito da sistemi di ottiche di tipo *Wolter-I* che operano in banda  $[0.1 - 12]$  keV. È inoltre presente un telescopio ottico-UV, con apertura di 30 cm, rendendo così possibile l'osservazione simultanea di due finestre dello spettro elettromagnetico: la banda X e quella dall'ottico all'ultravioletto.

Complessivamente il telescopio è composto da sei strumenti che operano simultaneamente ed in maniera indipendente:

- **EPIC (European Photon Imaging Camera)**<sup>7</sup>, composto da 3 camere di CCD, due di tipo MOS e una di tipo *pn*, che permettono di ottenere immagini e di effettuare spettroscopia di moderata risoluzione spettrale;
- **RGS (Reflection Grating Spectrometer)**<sup>8</sup>, 2 spettrometri identici che permettono di fare spettroscopia X ad alta risoluzione;
- **OM (Optical Monitor)**<sup>9</sup> associati al telescopio ottico, che permettono di ottenere immagini e fare spettroscopia tramite un grism.

<sup>7</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/uhb/epic.html>.

<sup>8</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/uhb/rgs.html>.

<sup>9</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/uhb/om.html>.

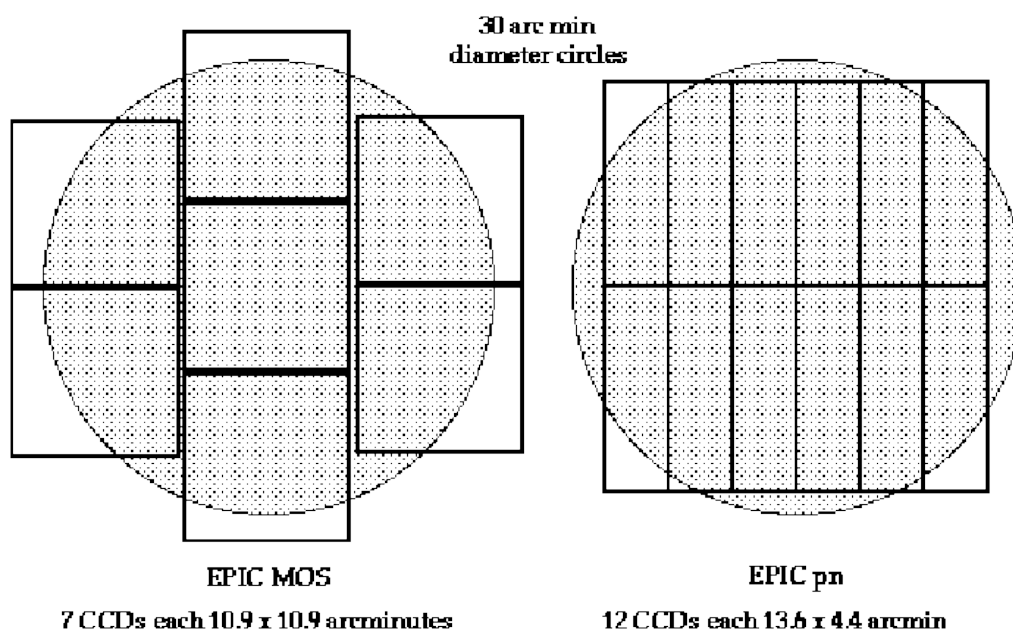
### 2.2.1 I telescopi X

Il telescopio è costituito da tre moduli di specchi, ognuno costituito da 58 *shell* ciascuno che portano alla più grande area effettiva ottenuta fin ora per un telescopio ai raggi X ( $\sim 4650 \text{ cm}^2$  a  $1.5 \text{ keV}$ ).

Nel fuoco primario di ciascuno dei tre specchi è montata la *European Photon Imaging Camera (EPIC)* composta da tre set di CCD: due sono di tipo *Metal Oxide Semi-conductor (MOS)*, mentre il terzo è *p-type/n-type semiconductor (pn)* e la cui area efficace è maggiore rispetto a quella degli altri due.

Queste camere offrono la possibilità di ottenere immagini estremamente sensibili su un campo di vista di  $\sim 30'$ , operano nella banda energetica  $[0.15 - 12] \text{ keV}$  ed presentano una moderata risoluzione spettrale ( $E/4E \sim 20 - 50$ ) e angolare ( $\text{FWHM} \sim 6''$ ).

#### Comparison of focal plane organisation of EPIC MOS and pn cameras



**Figura 2.5:** Disposizione geometrica e dimensione dei CCD per i MOS e per il pn. In scuro è rappresentato il campo di vista ( $30'$  di diametro).

La camera MOS è composta da 7 CCD di tipo *front-illuminated* non complanari: essi sono posizionati in modo da adeguarsi alla curvatura della superficie focale dei telescopi Wolter. Ogni CCD-MOS ha un'area di  $600 \times 600 \text{ pixel}$ , e le dimensioni di ogni pixel sull'immagine è di  $\sim 1''$ . Le due camere MOS, inoltre, sono ruotate di  $90^\circ$  l'una rispetto all'altra.

La camera pn, invece, è composta da un'unica base di Silicio sulla quale sono

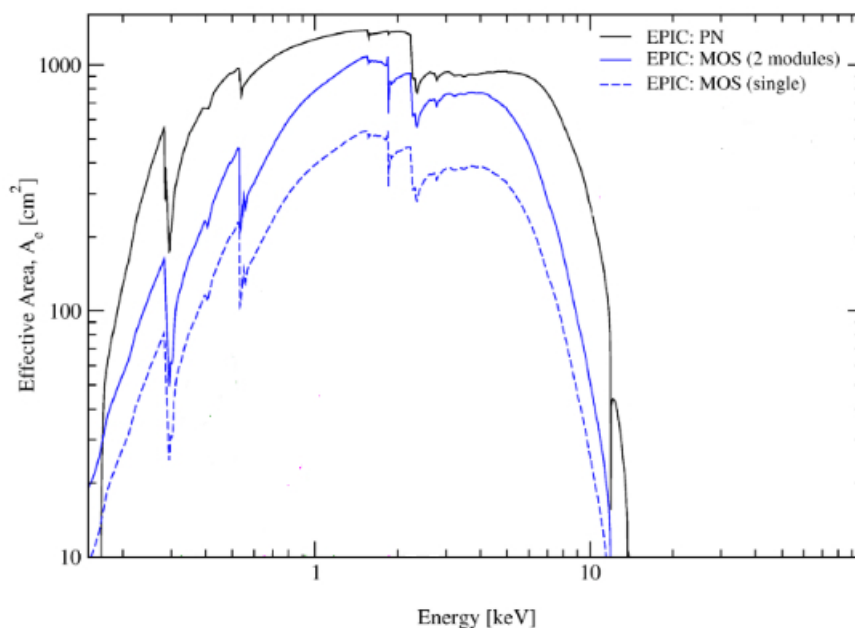
integrati 12 CCD di area  $64 \times 200 \text{ pixel}$ , ognuno con un campo di vista di  $4.1''$ . Le camere MOS e *pn* differiscono tra loro non solo per la geometria (figura: 2.5), ma anche per la velocità di lettura (il *pn* risulta sostanzialmente più veloce), la loro efficienza quantica e le modalità operative.

### 2.2.2 Efficienza quantica ed Area Efficace

Uno dei parametri fondamentali che definiscono le performance degli specchi è l'area efficace ( $A_{eff}$ ) che descrive la capacità degli specchi di raccogliere efficacemente la radiazione X incidente, convoluta con la risposta dei diversi strumenti collocati sul piano focale (sezione: 2.1.2).

Gli specchi che compongono i telescopi XMM sono maggiormente efficienti nell'intervallo di energia compreso tra  $[0.1 - 10] \text{ keV}$ , con un picco a circa  $1.5 \text{ keV}$  ed un forte *break* a  $2 \text{ keV}$  (figura: 2.6).

Si osserva che le aree effettive delle due camere MOS sono inferiori rispetto a

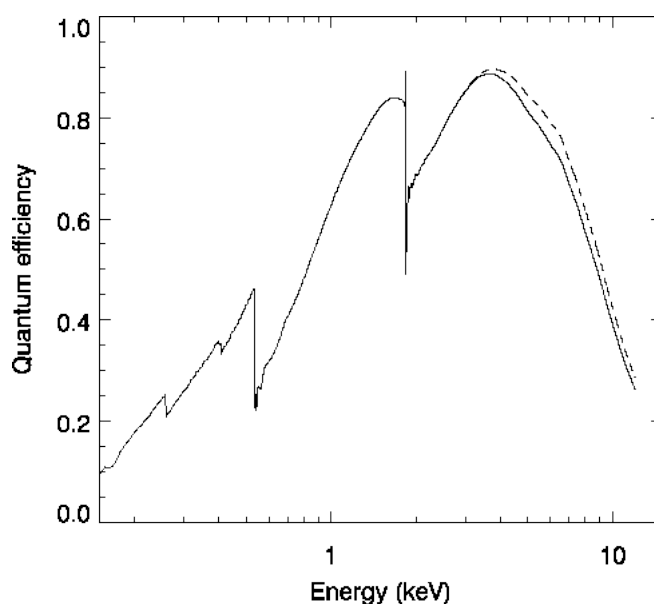


**Figura 2.6:** Area Efficace per le camere EPIC *pn* e MOS.

quelle del *pn*. Questo è dovuto al fatto che solo una parte della radiazione incidente cade su questi rivelatori, mentre la camera *pn* riceve tutta la radiazione incidente.

Il flusso e lo spettro di sorgenti X nel campo di vista vengono determinati dalla carica misurata in ogni singolo evento dalla matrice di risposta dello strumento e

in base alla *efficienza quantica* (QE)<sup>10</sup> del CCD. Un fotone che raggiunge il CCD può essere assorbito totalmente o solo parzialmente, oppure del tutto perso a seconda della regione del CCD in cui va a cadere. Questi fattori definiscono l'efficienza quantica del rivelatore. Le camere MOS e *pn* sono composti rispettivamente da CCD *front-illuminated* e *back-illuminated*, questo fa sì che il *pn* abbia una migliore efficienza quantica su tutta la banda energetica, mentre i MOS raggiungono il loro massimo nell'intervallo  $[2 - 7] \text{ keV}$ . In figura 2.7 viene mostrata l'efficienza quantica di un CCD della camera EPIC MOS:



**Figura 2.7:** Efficienza quantica per le camere MOS. La linea continua indica l'andamento per il MOS1, mentre la linea tratteggiata quello del MOS2.

### 2.2.3 Risoluzione spaziale ed energetica

I tre telescopi *Wolter-I* a bordo di XMM hanno diverse PSF, in generale il picco della PSF delle camere EPIC è stretto ( $FWHM \sim 6''$ ) e quasi del tutto indipendente dall'energia in banda  $[0.1 - 6] \text{ keV}$ . Dato che in banda X difficilmente si hanno delle PSF gaussiane, la risoluzione si valuta meglio con l'*Half Energy Weight (HEW)*.

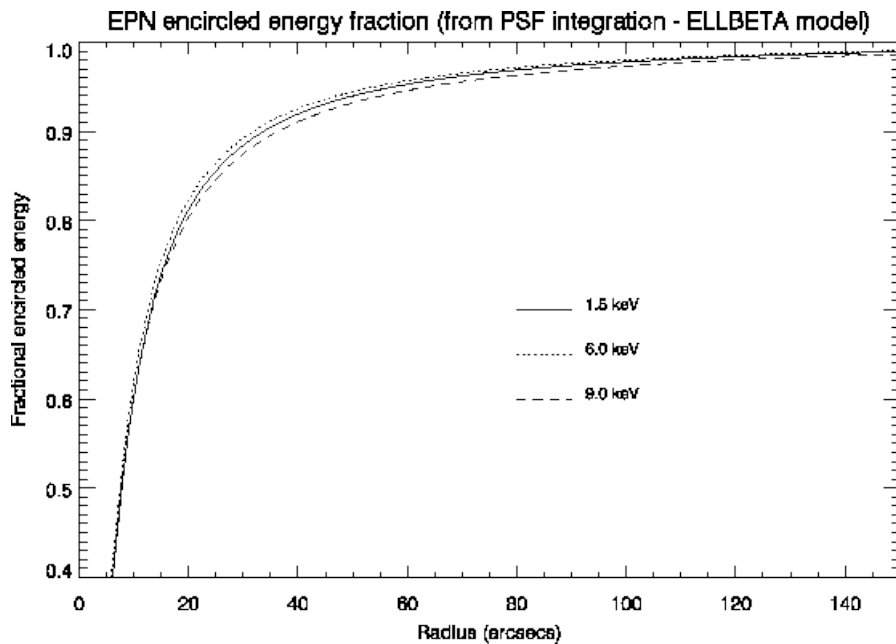
In tabella 2.1 sono riportati la *Full Width at Half Maximum (FWHM)* e l'*HEW* dei tre telescopi presenti a bordo del satellite.

<sup>10</sup>L'efficienza quantica è la frazione di fotoni incidenti registrata dal detector

	pn	MOS1	MOS2
FWHM ["]	6.6	6.0	4.5
HEW ["]	15.1	13.6	12.8

**Tabella 2.1:** PSF on-axis dei tre differenti telescopi X presenti su XMM–Newton.

Un'altro parametro importante è la PSF in funzione della distanza del picco centrale: *EEF* (*Encircled Energy Fraction*). È una quantità espressa in funzione dell'energia e della posizione sul detector, pertanto verrà presa in considerazione successivamente nella scelta delle dimensioni delle regioni di estrazione degli spettri della sorgente. Un esempio di EEF è riportato nella figura 2.8 per il *pn*.



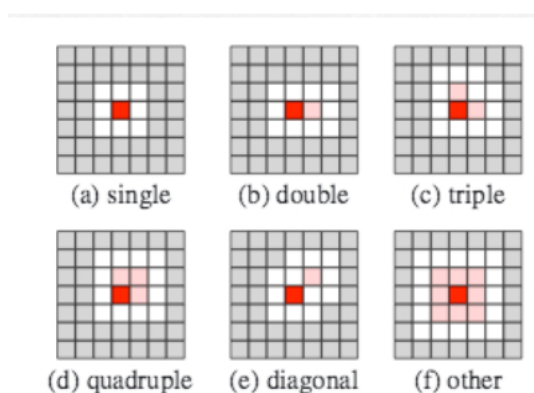
**Figura 2.8:** *Encircled Energy Fraction* del *pn* in funzione del raggio (arcosecondi) alle diverse energie.



## Pattern

Un fotone che arriva sul CCD determina la produzione di cariche su un pixel, ma anche su un certo numero di pixel adiacenti. Il modo in cui la carica si distribuisce sui pixel è descritto dal *pattern*.

L'arrivo di fotoni X la cui carica risulta concentrata su un singolo pixel rappresenta la condizione favorevole producendo un *pattern* compatto e isolato (*pattern* 0). Nel caso della camera EPIC MOS sono considerati eventi generati da fotoni X quelli con *pattern* compresi fra 0 e 12 (eventi singoli, doppi, tripli e quadrupli), come illustrato in figura 2.9.



**Figura 2.9:** Esempio della classificazione dei pattern della camera EPIC. (Jethwa et al. [2015])

## Rumore di fondo

Il fondo delle camere EPIC–MOS è determinato dai fotoni X del fondo cosmico e dai fotoni del fondo strumentale. La seconda componente può a sua volta essere suddivisa in rumore strumentale del rivelatore, rilevante ad energie inferiori a  $200\text{ eV}$ , e rumore determinato dall'interazione tra particelle cosmiche molto energetiche con la struttura che circonda i rivelatori e il rivelatore stesso. Quest'ultima componente, caratterizzata da uno spettro piatto, diventa importante ad energie superiori a qualche keV.

I tipi di particelle responsabili sono due: i *soft protons*, protoni con energie minori a qualche centinaia di keV, concentrati in nubi localizzate nella magnetosfera terrestre e responsabili della produzione di un fondo rapidamente variabile; l'altra componente consiste in particelle con energie superiori a qualche centinaia di MeV che producono uno spettro essenzialmente costante nel tempo, caratterizzato dalla presenza di alcune righe di fluorescenza (Al  $K\alpha$ , Cu  $K\alpha$ , Ni  $K\alpha$  e Z  $K\alpha$ ).

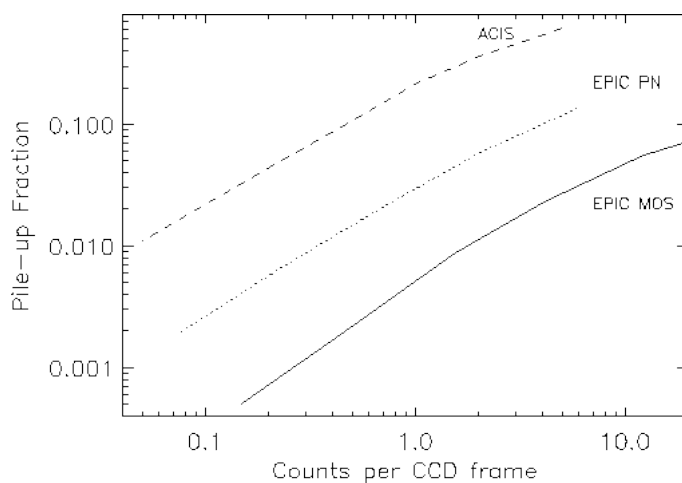
### 2.2.4 Pile-Up

Il *pile-up* è un fenomeno inerente ai rivelatori CCD quando si osservano sorgenti brillanti e i tempi di lettura sono "lenti" rispetto al tasso di arrivo dei fotoni. Si verifica ogni volta che due o più fotoni vengono rilevati come un singolo evento influenzando sulla precisione del *fit* spettrale e sulla forma della PSF. Quindi rappresenta una perdita di informazioni e generalmente comporta:

- *migrazione dell'energia*: l'energia rivelata per un evento affetto da *pile-up* equivale alla somma dell'energia dei singoli fotoni che cadono sul pixel;
- *grade migration*.

Il risultato è la distorsione dello spettro dell'energia, poichè l'energia apparente è approssimativamente la somma di due o più energie; la sottostima dei conteggi dovuto al fatto che due o più eventi vengono contati come uno singolo e la distorsione dello spettro dovuta alla mancata rivelazione dei fotoni individualmente e la PSF, oltre a venire distorta, abbassa il picco.

La figura 2.10 riporta gli effetti dovuti al *pile-up* sui diversi strumenti composti da CCD presenti sui satelliti X *Chandra* e *XMM-Newton*.



**Figura 2.10:** Confronto del *pile-up* tra *Chandra-ACIS-I* e le camere *EPIC-MOS* e *pn* montate su *XMM-Newton* in funzione del flusso.

Si può osservare che la camera *ACIS-I* presente su *Chandra* soffre maggiormente dei problemi derivanti dal *pile-up* rispetto alle camere *EPIC*.

## 2.3 Telescopio Swift

Il telescopio *Swift* ideato per l'osservazione dei *Gamma Ray Burst* in multi banda è operativo da 5 Aprile 2005. Si trova su orbita ad una altezza dalla superficie terrestre compresa tra 584 – 601 km con un'inclinazione di 20.6° ed un periodo approssimativamente di 95 minuti. È composto da tre strumenti principali:

- **Burst Alert Telescope (BAT)**<sup>11</sup>. Questo opera nella banda [15 – 150] keV, presenta un ampio campo di vista ( $\sim 2''$ ) e alta sensibilità;
- **X-ray Telescope (XRT)**<sup>12</sup> dedicato alle osservazioni in banda X ([0.3 – 10] keV). Le immagini sono utilizzate per effettuare ricerche di posizione ad alta precisione, mentre le curve di luce sono utili per lo studio dei *flare*;
- **UV/Optical Telescope (UVOT)**<sup>13</sup> ([170 – 600] nm) è sostanzialmente analogo all'OM presente a bordo di XMM. Viene adoperato principalmente per la localizzazione di sorgenti entro 0.5'', oltre che per seguire l'evoluzione temporale degli *afterglow*.

### 2.3.1 Caratteristiche del telescopio ai raggi X

Lo strumento adottato per le osservazioni ai raggi X è il *X-ray Telescope (XRT)*. È un telescopio a focalizzazione di raggi X sensibile a fotoni con energie nell'intervallo [0.3 – 10] keV. XRT è stato progettato per essere uno strumento rapido, ma con un'accurata precisione sulla determinazione della posizione delle sorgenti, per avere una buona risoluzione spettroscopica e che produca curve di luce con un'elevata risoluzione temporale (10 ms).

Presenta una PSF di  $\sim 18''$ . Dato un numero sufficiente di fotoni, la posizione di una sorgente puntiforme può essere determinata con una grande accuratezza: migliore dei 5''.

Possiede un'area effettiva di 120 cm<sup>2</sup>, un campo di vista di 23.6' ed una risoluzione spaziale di  $FWHM \sim 15''$  a 1.5 keV. La risoluzione energetica è dell'ordine di 140 eV, 6 keV, sebbene le sue prestazioni siano degradate dopo il lancio.

---

<sup>11</sup>[http://swift.gsfc.nasa.gov/about\\_swift/bat\\_desc.html](http://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/bat_desc.html) .

<sup>12</sup>[http://swift.gsfc.nasa.gov/about\\_swift/xrt\\_desc.html](http://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/xrt_desc.html) .

<sup>13</sup>[http://swift.gsfc.nasa.gov/about\\_swift/uvot\\_desc.html](http://swift.gsfc.nasa.gov/about_swift/uvot_desc.html) .

## 2.4 Telescopio per i raggi gamma: *Fermi*

*Fermi Gamma-ray Space Telescope (GLAST)* è una missione della NASA, risultato di una collaborazione internazionale di diverse agenzie spaziali (Italia, Francia, Germania, Svezia e Giappone).

È stato lanciato l'11 Giugno 2008 con lo scopo di studiare l'emissione nella banda energetica tra gli  $8\text{ keV}$  e i  $300\text{ GeV}$ . L'osservatorio opera principalmente in una modalità di scansione di tutto il cielo (*survey*) che massimizza la durata temporale dell'osservazione, pur mantenendo un'eccellente uniformità. Il telescopio monta due strumenti:

- il *Large Area Telescope (LAT)*, è sensibile alla banda energetica dai  $20\text{ MeV}$  ai  $300\text{ GeV}$  ed è stato ideato per identificare e studiare l'emissione da parte delle singole sorgenti. Inoltre, è efficiente nel detectare il *background* dovuto ai raggi cosmici e alla radiazione intrappolata sull'orbita del satellite;
- il *Gamma-ray Burst Monitor (GBM)* dedicato allo studio spettrale e all'analisi temporale dei *Gamma Ray Burst (GRB)*.

Il puntamento del LAT analizza continuamente il cielo, alternando durante ogni orbita l'osservazione dell'emisfero nord con quello sud. In questo modo viene usato al meglio l'ampio campo di vista del LAT ( $\sim 70^\circ$ ) garantendo osservazioni di  $30\text{ minuti}$  ogni orbita su ogni "punto" del cielo (circa ogni tre ore).

### 2.4.1 Il telescopio

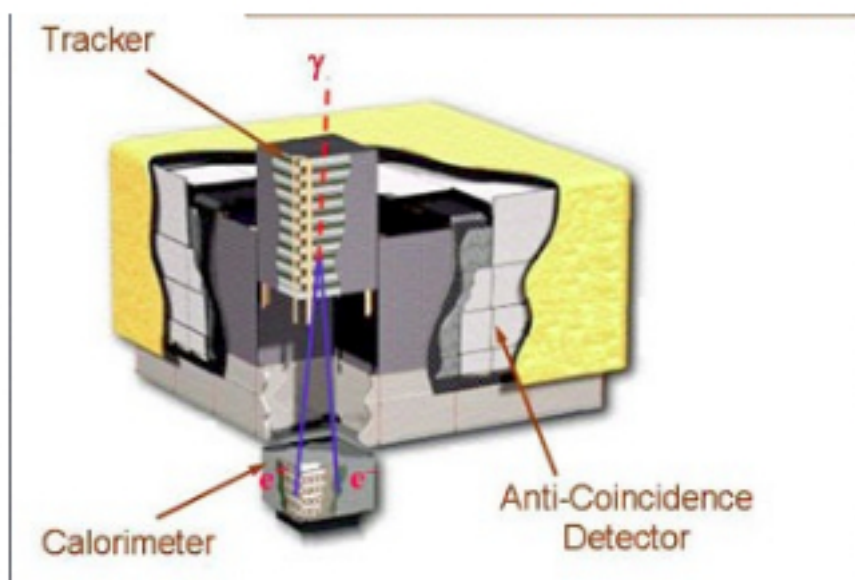
Il *Gamma-ray Burst Monitor (GBM)* è composto da 12 scintillatori a base di idruro di sodio (NaI) e due a base di germanato di bismuto (BGO). Ricopre l'intervallo energetico a più basse energie suddividendo la banda energetica tra i due detector: gli scintillatori a NaI operano tra gli  $8\text{ keV}$  e il  $\text{MeV}$ , mentre la banda dai  $200\text{ keV}$  ai  $40\text{ MeV}$  è coperta dai detector BGO.

Data l'alta energie dei fotoni gamma ( $\gg \text{MeV}$ ), il processo principale è la produzione di coppie<sup>14</sup>. Conoscendo la traiettoria e l'energia delle due particelle "secondarie" è possibile risalire all'energia ed alla direzione del raggio gamma iniziale, pertanto è necessario avere una strumentazione in grado di raccogliere questo tipo di informazioni.

Il *Large Area Telescope (LAT)* è lo strumento primario presente a bordo del telescopio *Fermi*. Questo strumento rivela i raggi  $\gamma$  con energie da  $20\text{ MeV}$  fino ad energie  $> 300\text{ GeV}$ . È stato ideato per identificare e studiare l'emissione da parte delle singole sorgenti, pertanto è in grado di registrare il tempo d'arrivo, l'energia

<sup>14</sup>La produzione di coppia è un fenomeno in base al quale un raggio  $\gamma$  interagendo con la materia viene convertito in una coppia di particelle  $e^-/e^+$  (l'antiparticella dell'elettrone, con massa uguale all'elettrone ma con carica positiva).

e la direzione dei fotoni incidenti.



**Figura 2.11:** Rappresentazione schematica del LAT. Sull'immagine sono indicate le collocazioni del convertitore di coppia, del calorimetro e del Data Acquisition System.

Presenta quattro sottosistemi che lavorano insieme per rilevare i raggi gamma e discriminare i segnali provenienti dai raggi cosmici (figura: 2.11):

- **Anticoincidence Detector (ACD).** Questo circonda lo strumento e "rigetta" le particelle cariche legate ai raggi cosmici;
- **Silicon Tracker,** è costituito da una matrice  $4 \times 4$  di moduli a forma di torre. Ogni modulo è costituito da 16 strati di materiale ad alto numero atomico (tungsteno) atto a convertire i raggi  $\gamma$  incidenti in coppie<sup>15</sup>  $e^+e^-$ . I convertitori sono alternati con dei detector a base di silicio necessari per tracciare il percorso delle particelle cariche.
- **Calorimetro.** Misura l'energia delle particelle una volta che vengono assorbite dal sistema. Il sistema è composto da ioduro di cesio, il quale produce dei *flash* la cui intensità è proporzionale all'energia delle particelle.

<sup>15</sup>Le particelle secondarie, prodotte dall'interazione dei raggi  $\gamma$  con gli strati di tungsteno, viaggiano con un'energia cinetica  $E = 2m_e c^2$  ed interagiscono con i detector sensibili alla posizione i quali registrano il loro percorso. Da queste tracce è possibile, in un secondo momento, definire la posizione da cui proviene il fotone gamma originale.

- **Data Acquisition System (DAQ)** è ciò che raccoglie le informazioni provenienti dalle altre componenti dello strumento *LAT* e opera le prime discriminazioni tra i segnali dovuti a raggi cosmici incidenti e raggi  $\gamma$ .

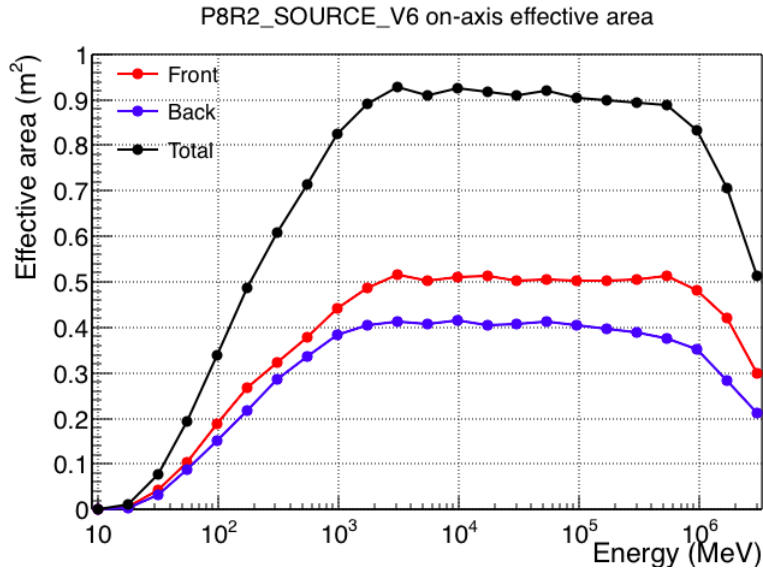
Il *LAT* è stato progettato per avere una grande area efficace, un'elevata sensibilità nonché un'alta risoluzione angolare ed energetica. Grazie al suo grande campo di vista (copre il 20% di cielo ad ogni istante, e l'intero cielo in circa tre ore), il *LAT* è un ottimo strumento per monitorare sorgenti che emettono ad energie maggiori di 100 *MeV*. In tabella 2.2 sono descritte le principali caratteristiche dello strumento.

Energia	20 <i>MeV</i> – 300 <i>GeV</i>	
Picco Area Effettiva	$> 8000 \text{ cm}^2$	(figura 2.12)
Risoluzione energetica	100 <i>MeV</i> – 1 <i>GeV</i>	20% (figura 2.13)
(in asse, Gaussiana equivalente $1\sigma$ )	1 <i>GeV</i> – 10 <i>GeV</i>	$< 10\%$
Risoluzione angolare	$> 10 \text{ GeV}$	$\leq 0.15^\circ$
(in asse, entro il 68%)	1 <i>GeV</i>	$0.6^\circ$
	100 <i>MeV</i>	$3.5^\circ$
Campo di vista	$> 2.4 \text{ sr}$	

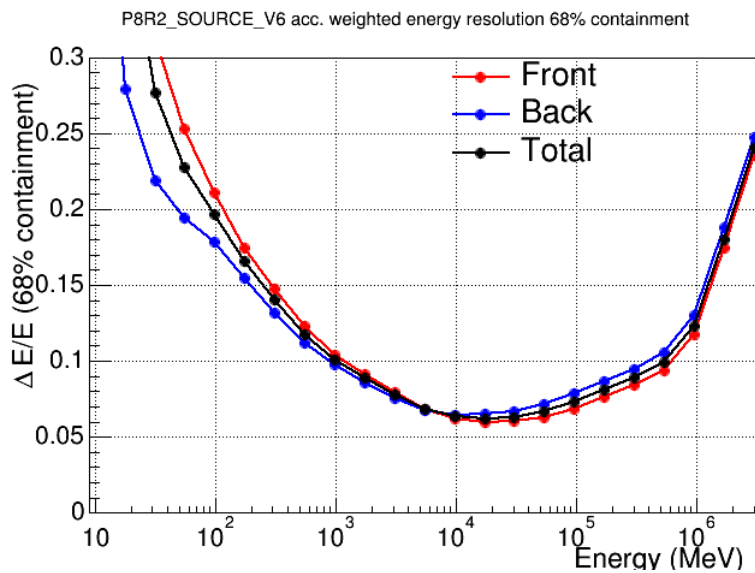
**Tabella 2.2:** Principali proprietà dello strumento *LAT*.

Le prestazioni del *LAT* sono raffigurate nelle seguenti immagini (figura: 2.12, 2.13 e 2.14) tratte dal Fermi *LAT* performance<sup>16</sup>.

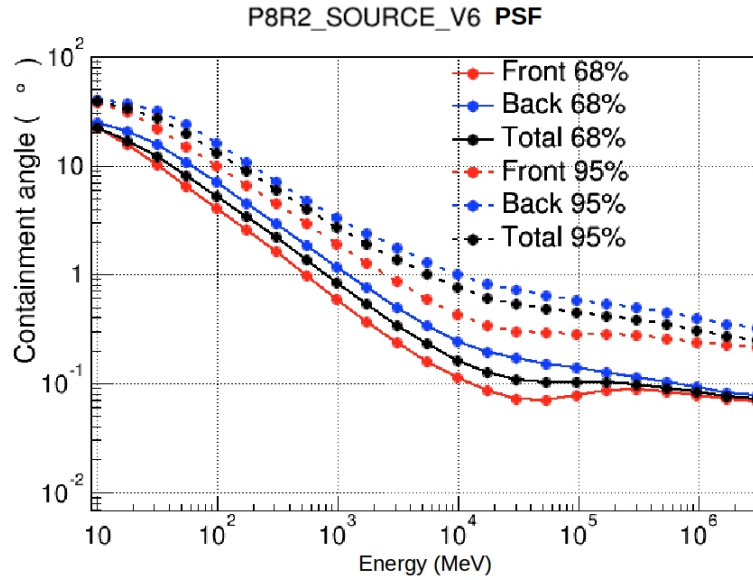
<sup>16</sup><http://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat-Performance.htm> .



**Figura 2.12:** Area efficace del LAT misurata in asse tratta dal Fermi LAT performance. Front e Back si riferiscono al tipo di eventi rivelati dallo strumento. Questi dipendono dalle caratteristiche dello strato del tracker in cui i fotoni vengono convertiti in coppie. I primi 12 strati (Front) presentano una migliore risoluzione angolare rispetto ai successivi 4 (Back).



**Figura 2.13:** Risoluzione energetica del LAT misurata in asse tratta dal Fermi LAT performance.



**Figura 2.14:** PSF del LAT definita in funzione dell'angolo contenente il 68% e 95% degli eventi. Tratta dal Fermi LAT performance.

## 2.4.2 Risposta dello strumento

Come risulta evidente dal grafico della PSF<sup>17</sup> (figura: 2.14), anche le sorgenti lontane possono contaminare l'emissione della sorgente in studio. Per questo l'analisi di una sorgente gamma prevede sempre l'inclusione di tutte le sorgenti presenti in un'ampia regione al cui centro si trova la sorgente. Le dimensioni di questa regione sono normalmente definite a seconda dell'energia dei fotoni. Generalmente la regione che si considera (*Region of Interest (RoI)*) ha un raggio di  $10^\circ$  a cui si aggiunge un anello esterno le cui dimensioni variano in funzione dell'intervallo energetico utilizzato.

Una volta definito il modello, lo si elabora con la risposta dello strumento *Instrument Response Function (IRF)* ( $R(E', \hat{p}', t; E, \hat{p})$ ) integrando su tutta la regione selezionata (*SR*) per convertire il numero di conteggi predetti in quantità misurabili

$$M(E', \hat{p}', t) = \int_{SR} R(E', \hat{p}', t; E, \hat{p}) S(E, \hat{p}, t) dE d\hat{p}$$

<sup>17</sup>Per un telescopio a conversione di coppia la risoluzione angolare è, tipicamente, ben lontana dall'essere una Gaussiana e, in particolare, l'effetto dello *scattering* coulombiano multiplo che avviene nei vari strati che costituiscono il convertitore, rende la PSF allargata. Perciò alla PSF viene associato un indicatore numerico di qualità. Questo indica la bontà della PSF a seconda di come viene ricostruita la direzione di provenienza del fotone. I dati sono pertanto divisi in quattro categorie: da quelli a più bassa qualità (PSF0), a quelli di più alta qualità (PSF3).



Le quantità  $E'$  e  $\hat{p}'$  sono l'energia e la direzione del fotone misurate, mentre,  $E$  e  $\hat{p}$  rappresentano le quantità reali.

L'IRF si ottiene utilizzando delle simulazioni Montecarlo ottimizzate mediante i dati raccolti dallo strumento. È da notare che l'IRF dipende dall'area effettiva, dalla PSF e dalla quantità d'energia dispersa. Queste sono tutte espresse in funzione dell'energia del fotone e del suo angolo di incidenza.

### Rumore di fondo

Le componenti principali del rumore di fondo in banda gamma sono:

- l'emissione diffusa gamma proveniente dalla nostra galassia;
- l'emissione isotropa dovuta alle sorgenti extragalattiche non risolte;
- le particelle cariche che emettono ai raggi  $\gamma$ ;
- la componente diffusa legata all'interazione dei raggi cosmici con il Sole e la Luna.

Tutti queste componenti di rumore sono valutate in funzione dell'IRF dello strumento e corrette in fase di analisi dati mediante opportuni modelli (Fermi-LAT Collaboration et al. [2015]).

## 2.5 Telescopi per la banda radio

Il potere risolutivo ( $\theta = \lambda/B$ ) di una singola antenna è solitamente limitata; questo è il motivo per cui durante la anni è stato necessario sviluppare una nuova tecnica chiamata interferometria, per raggiungere risoluzioni migliori utilizzando un sistema di antenne collegate insieme.

L'interferometria è una tecnica d'osservazione che si basa sul principio fisico dell'interferenza tra onde elettromagnetiche. Consente di ottenere elevati poteri risolutivi combinando coerentemente le informazioni che provengono da più radio telescopi distanti fra loro. In questo modo è possibile ovviare ai limiti imposti dalle difficoltà tecniche di realizzazione di radiotelescopi a grande apertura. Per contro, però, l'applicazione di tecniche interferometriche comporta una elaborazione matematica dei dati più pesante e laboriosa rispetto a quella necessaria sui dati grezzi ottenuti da un singolo telescopio.

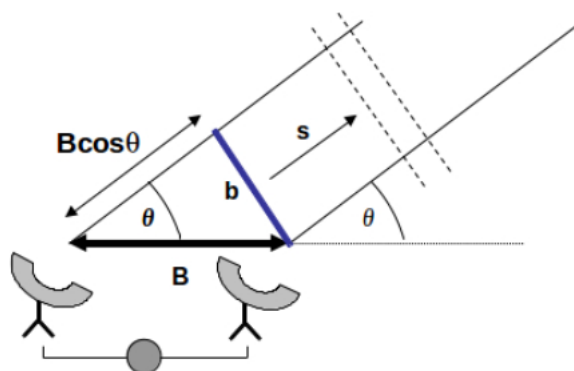
Un telescopio radio è composto essenzialmente da due componenti fondamentali: l'antenna e il ricevitore. La radiazione viene riflessa dalla superficie dello specchio primario del radiotelescopio e poi uno specchio secondario (sub-riflettore) "indirizza" la radiazione in un fuoco.

La distanza di una sorgente radio celeste è tale da poter approssimare come piano il fronte d'onda incidente sugli elementi interferometrici: sotto questa assunzione,

tra le due antenne si produce un ritardo nell'acquisizione del segnale dipendente dall'elevazione ( $\theta$ ) della sorgente e dalla *baseline*, ovvero la distanza ( $B$ ) che separa le due antenne (figura: 2.15). Questo prende il nome di ritardo geometrico:

$$\tau_g = \frac{\theta \cdot B}{c}$$

In presenza di una sorgente di piccole dimensioni angolari si cerca di ricorrere alle massime spaziature presenti in un interferometro, in modo da avere la miglior risoluzione angolare possibile, mentre, nel caso di sorgenti estese, si cerca di campionare bene anche le frequenze spaziali corte.



**Figura 2.15:** Illustrazione schematica del funzionamento di un interferometro.

### 2.5.1 Very Large Telescope

Il più efficiente sistema di telescopi a sintesi di apertura è il *Very Large Array* (VLA) (figura: 2.16). Costruito in New Mexico (USA), è entrato in funzione nel 1980. È composto da 27 antenne paraboliche del diametro di 25 m ognuna, disposte su una configurazione a Y con i tre rami equispaziati. Le antenne sono mobili su rotaie, e possono raggiungere una distanza massima di 36 km e coprire un intervallo di frequenze da 74 MHz a 53 GHz. La configurazione ad Y produce un *beam* che varia in forma e dimensione a seconda dei tempi di integrazione e della configurazione strumentale adottata. Infatti grazie alla sua particolare struttura e alla sua flessibilità, il VLA può variare il suo potere risolutivo attraverso il movimento delle antenne che lo compongono. Ci sono fondamentalmente quattro configurazioni che possono assumere le antenne a seconda delle necessità scientifiche dell'osservazione o della posizione della sorgente d'interesse.



**Figura 2.16:** *Very Large Array.*

In configurazione **A**, i telescopi vengono posizionati su tutta l'estensione dei bracci ( $21\text{ km}$ ). In questo modo si simula un telescopio con un unico specchio di  $36\text{ km}$  di diametro. Le dimensioni della sistema di antenne calano gradualmente con le configurazioni **B** e **C**. La configurazione più compatta (**D**) prevede che tutte le antenne si trovino entro un raggio di  $0.6\text{ km}$  dal centro della struttura. Inoltre la struttura di antenne può assumere delle configurazioni miste ideali per l'osservazione delle sorgenti sotto i  $-15^\circ$  e sopra i  $+75^\circ$  di declinazione. Quando il VLA viene usato alla sua massima estensione, alla frequenza di  $23\text{ GHz}$  e lunghezza d'onda di  $1.3\text{ cm}$ , raggiunge una risoluzione di  $0.1''$ .

# Capitolo 3

## *IC 1531*

### 3.1 Introduzione

La mia tesi di laurea si pone l'obiettivo di effettuare uno studio multi-banda e multi-scala del getto della radio galassia *IC 1531* con il fine di:

- 1) tracciare l'emissione alle alte energie della regione compatta nucleare e della regione estesa;
- 2) definire i processi radiativi responsabili dell'emissione osservata e stimare i principali parametri fisici del getto;
- 3) confrontare la struttura del getto e stimare la potenza cinetica dalla base alla larga scala.

La sorgente è parte di un campione di radio galassie selezionate con criteri volti a rendere possibile il raggiungimento degli scopi dello studio appena delineati. Nello specifico, nelle osservazioni con il satellite *Chandra*, tutte le sorgenti selezionate presentano un'emissione X estesa risolta ( $> 2''$ ). Esse sono inoltre associate a sorgenti di emissione gamma. Presentano, inoltre, l'associazione con la sorgente gamma presente nel *Second LAC catalogue* (2LAC Ackermann et al. [2011]) e il loro spettro ottico/ultravioletto è disponibile negli archivi pubblici.

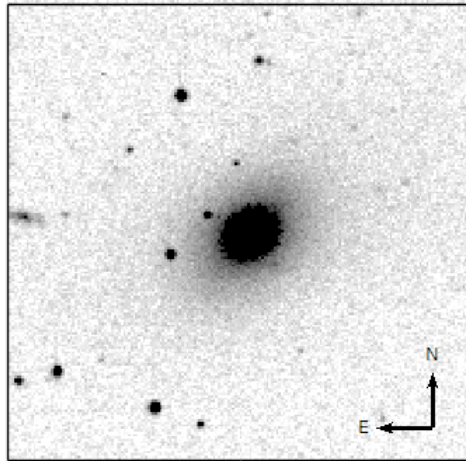
Nel caso di *IC 1531*, quello presentato di seguito è il primo studio multi-banda focalizzato sul getto relativistico. Inoltre, trattandosi di una sorgente con emissione ai raggi  $\gamma$  e classificazione incerta, risulta essere maggiormente interessante considerando che la maggior parte delle sorgenti osservate con il satellite *Fermi* sono classificate come Blazar. Questo ha posto la classificazione della sorgente come ulteriore obiettivo dello studio.

## 3.2 IC 1531

IC 1531, spesso indicata con la nomenclatura 0007-325, è una galassia ellittica lenticolare (Loveday [1996], figura: 3.1).

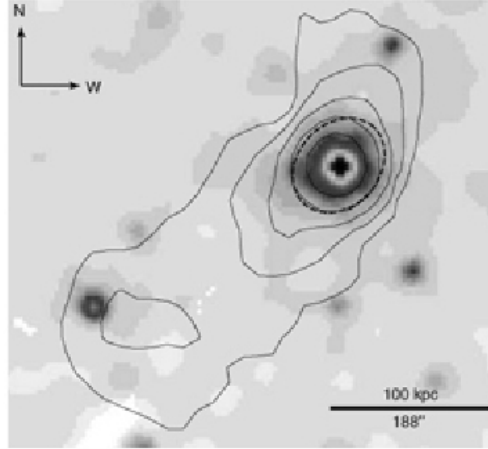
Questa ospita una radio sorgente caratterizzata dalla presenza di un'estensione di  $\sim 200 \text{ kpc}$  in direzione sud-est (figura: 3.2) e di una regione nucleare compatta.

Si trova in corrispondenza delle coordinate (J2000):  $RA=00^h09^m35^s.5$  e



**Figura 3.1:** IC 1531 . Immagine ESO in banda R,  $6400\text{\AA}$ , tratta da NED (Nasa/IPAC Extragalactic Database).

$DEC=-32^{\circ}16'36''.6$  ad un *redshift*  $z = 0.026$  e velocità radiale di  $7687 \pm 25 \text{ km/s}$ . Si trova in una regione a bassa densità, con poche galassie vicine. Gli studi di O'Sullivan et al. [2007] evidenziano la possibilità che la radio galassia IC 1531 possa far parte di un piccolo ammasso (O'Sullivan et al. [2007]). È presente in numerose *survey* e cataloghi, ma finora è stata poco studiata. La presenza di dati multi-banda è una condizione necessaria per effettuare lo studio multi-banda dell'emissione del getto che si vuole affrontare in questa tesi.



**Figura 3.2:** IC 1531 osservata con XMM EPIC MOS + pn nella banda energetica  $[0.3 - 2.0]$  keV. I contorni radio NVSS a 1.4 GHz sono sovrapposti all'immagine X (immagine tratta da O'Sullivan et al. [2007]).

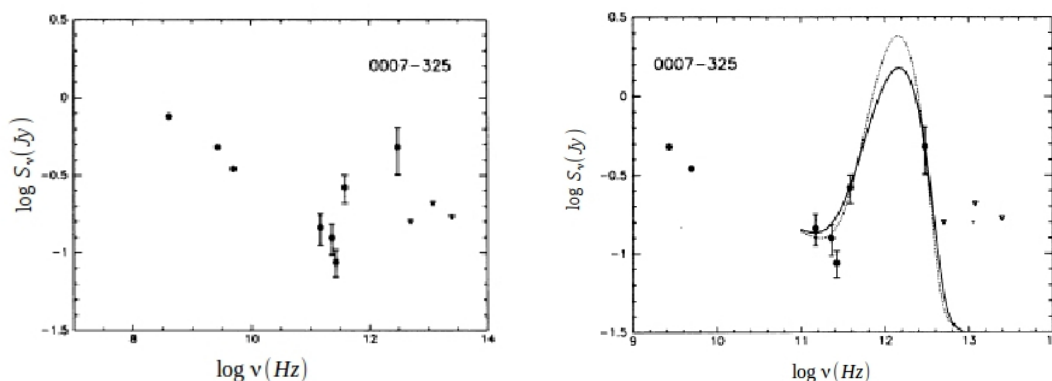
IC 1531 presenta una debole emissione in banda radio, con una densità di flusso totale di  $350 \text{ mJy}$  e nella regione nucleare di  $230 \text{ mJy}$ , entrambi misurati a 1.4 GHz. Lo spettro relativo all'emissione totale in banda radio ( $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ ), definito dall'indice spettrale  $\alpha = 0.29$  (Ekers et al. [1989]), risulta sostanzialmente piatto. I contorni radio NVSS, riportati nell'immagine di figura 3.2, evidenziano la presenza di una regione che si estende fino a grandi scale in direzione sud-est.

L'emissione alle lunghezze d'onda infrarosse presenta luminosità dell'ordine di  $\sim 10^{11} L_{\odot}^1$  (Ellis and O'Sullivan [2006]). A queste frequenze ( $[10^{12} - 10^{15}] \text{ Hz}$ ) lo spettro (figura: 3.3), diversamente da quello che si osserva in banda radio, risulta fortemente ripido con un indice spettrale  $\alpha_{IR} \sim 0.7$ . Questo colloca la sorgente tra le *Steep Spectrum Radio Galaxies*.

Le densità di flusso misurate in banda infrarossa<sup>2</sup> ( $S_{0.8 \text{ mm}} = 263 \pm 42 \text{ mJy}$ ,  $S_{1.1 \text{ mm}} = 87 \pm 15 \text{ mJy}$ ,  $S_{1.3 \text{ mm}} = 125 \pm 24 \text{ mJy}$  e  $S_{2.0 \text{ mm}} = 145 \pm 30 \text{ mJy}$  (Knapp and Patten [1991])) sono indicative di un flusso dominato dall'emissione non termica. Inoltre si osserva un possibile eccesso, seppure debole, a  $100 \mu\text{m}$  ( $S_{100 \mu\text{m}} = 480 \pm 160 \text{ mJy}$ , Knapp et al. [1990]); questo non è compatibile con un'e-

<sup>1</sup> $L_{\odot} = 3.9 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ .

<sup>2</sup>Le densità di flusso sono state stimate secondo la relazione introdotta da Hildebrand [1983]:  $S_{\nu} = \frac{3Q_{\nu}M_d B(\nu, T)}{4a_p D^2}$ , dove  $Q_{\nu}$  indica l'emissività per le lunghezze d'onda maggiori delle dimensioni del grano di polvere (assunto essere sferico)  $a_p$  ( $\lambda \gg a_p$ ),  $M_d$  è la massa della polvere presente nel sistema,  $D$  la distanza della sorgente e  $B(\nu, T)$  la funzione di Planck dipendente dalla frequenza ( $\nu$ ) e dalla temperatura ( $T$ ).



**Figura 3.3:** Immagini tratte dallo studio di Knapp and Patten [1991].

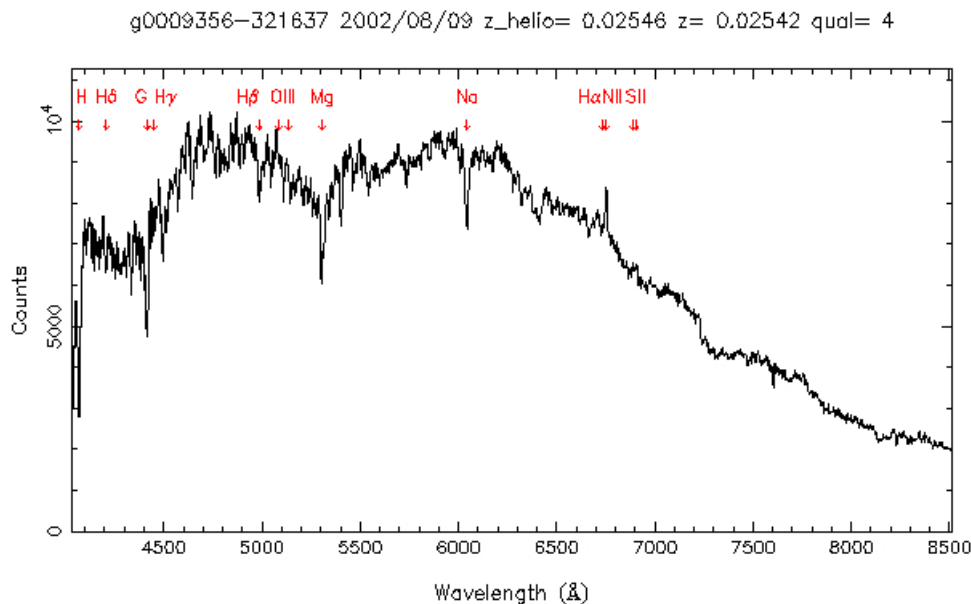
- 1) Spettro continuo di IC 1531 dal radio all'infrarosso.
- 2) Modellizzazione dello spettro dai dati infrarosso. La riga continua indica una stima della densità di flusso ottenuta con un'emmissività  $Q_\nu \propto \nu$ , la linea tratteggiata invece considera una relazione emmissività-frequenza del tipo  $Q_\nu \propto \nu^2$ .

missione di sincrotrone. Si suppone, pertanto, che sia emissione termica (riprodotta in figura 3.3 con una curva di corpo nero). Lo spettro delle radio galassie di tipo FR I presentano sia una componente "calda" associata all'interazione della polvere con le regioni di formazione stellare ( $\lambda \sim 60\mu m$ ) e una componente più "fredda" a  $\lambda > 100\mu m$  associata alla polvere riscaldata dal campo di radiazione interstellare. L'eccesso infrarosso alle lunghezze d'onda  $100\mu m$ , presente in diverse galassie ellittiche di tipo S0 – Sab, suggerisce che la maggior parte dell'emissione osservata nel lontano infrarosso (FIR) sia attribuibile al riscaldamento della polvere da parte delle stelle più grandi (Kennicutt [1998]). La modellizzazione dell'emissione sub-millimetrica ha fornito delle stime per la massa della polvere presente nella galassia dell'ordine di  $M_d \simeq 10^7 - 10^8 M_\odot$  con temperature  $T_d \simeq 15 - 18 K$  a seconda del modello adottato (Knapp and Patten [1991]).

Lo spettro ottico (figura: 3.4), presente nella *6dF Galaxy Survey (6dFGS)*<sup>3</sup>, mostra righe in assorbimento dovute alla galassia. Mahony et al. [2011], in funzione dello spettro ottico, classifica la sorgente come un AGN con righe deboli in emissione e assorbimento sottolineando il forte contributo emissivo da parte della galassia a quelle lunghezze d'onda.

Nei cataloghi pubblici sono presenti osservazioni in banda X effettuate con i satelliti *XMM-Newton* e *Chandra*. Questo, come è stato descritto all'inizio del capitolo, soddisfa uno dei criteri di selezione necessari per lo studio alle alte energie della sorgente.

<sup>3</sup><http://www-wfau.roe.ac.uk/6dFGS/>



**Figura 3.4:** Spettro ottico tratto dalla 6dFGS. Risultano evidenti deboli righe in emissione ed assorbimento. L'immagine è stata tratta dal 6dF Galaxy Survey Database.

L'ottima risoluzione spaziale del satellite *Chandra* ( $0.5''$ ) ha permesso di risolvere le singole componenti della sorgente e di fare emergere, oltre alla regione nucleare brillante in banda X, la presenza di una componente estesa con un'orientazione simile a quella del getto radio.

Lo studio effettuato da O'Sullivan et al. [2007] in banda X ha rivelato, in aggiunta alle due regioni appena citate, la presenza di un alone compatto e freddo, con temperature dell'ordine di  $\sim 0.55 \text{ keV}$ , basse metallicità ( $0.6 Z_{\odot}$ <sup>4</sup>) e in condizioni di non equilibrio idrodinamico, almeno nella parte centrale della galassia. L'emissione presenta una componente termica e una non termica. Quest'ultima è modellata da una legge di potenza responsabile di  $\sim 90\%$  del flusso tra  $[0.4 - 7] \text{ keV}$  e da cui è stato determinato un limite superiore per l'emissività dell'AGN ( $L_{[0.4-7] \text{ keV}} = 2.90 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ ).

La presenza della componente estesa rende *IC 1531* un AGN interessante per lo studio dell'interazione tra il getto e l'alone gassoso. La potenza cinetica del getto è stata stimata da O'Sullivan et al. [2007] mediante la relazione introdotta da Bîrzan et al. [2004] ( $L_{\text{getto}} = 10^{18} L_r^{0.6}$ ),  $L_{\text{getto}} = 1.24 \cdot 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ . Lo studio di O'Sullivan et al. [2007] suggerisce che la sorgente si trovi in una fase di evaporazione dell'alone dovuta all'azione dell'AGN. Questo si dovrebbe verificare su tempi scala corti:  $\sim 10^7 \text{ yr}$ . Un'alternativa a questa ipotesi è data dalla possibile interazione

<sup>4</sup>La metallicità di un oggetto è una quantità adimensionale. Questa quantifica l'abbondanza degli elementi "pesanti", diversi da idrogeno ed elio, presenti nell'oggetto in studio. La metallicità solare è  $Z_{\odot} = 1$ .



tra getto e alone nella regione osservata. O’Sullivan et al. [2007], però, non rivela strutture dovute a *shocks* e compressioni del gas, nell’immagine *Chandra*, che possano sostenere la tesi.

Fondamentale, per lo studio che si vuole affrontare in questa tesi, è anche la presenza di IC 1531 nei cataloghi *Fermi* di sorgenti osservate in banda gamma. Sebbene l’associazione con la sorgente rivelata dal satellite *Fermi-LAT* non sia confermata<sup>5</sup>, nel catalogo *Second LAC catalogue (2LAC)* (Ackermann et al. [2011]) e *The Fermi LAT Third Source Catalogue (3FGL)* (Fermi-LAT Collaboration et al. [2015]) è riportata l’associazione di IC 1531 con la sorgente gamma J0009.9-3206, osservata con una significatività di  $5.5\sigma$  e flusso  $F_{[1-100] \text{ GeV}} = (2.77 \pm 0.62) \cdot 10^{-10} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Nel *Third LAC catalogue (3LAC)* (Ackermann et al. [2015]), IC 1531 è riportata come un Blazar con classificazione incerta. Tale classificazione è effettuata a partire dalle caratteristiche spettrali multi-banda della sorgente associata, o dalla sua presenza nel catalogo Blazar *BZCAT*<sup>6</sup>.

L’analisi spettrale in banda gamma riportata nel catalogo 3FGL modella lo spettro con una legge di potenza con indice  $\Gamma_\gamma = 2.3 \pm 0.1$ .

Nel seguente lavoro di tesi è stata assunta la seguente cosmologia:  $H_0 = 67 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_m = 0.32$  e  $\Omega_\lambda = 0.68$ . Con tale cosmologia ad  $1 \text{ arcsec}$  corrispondono  $0.546 \text{ kpc}$ . La sorgente è vicina e le variazioni di  $D_L$  non sono significative per le luminosità, in ogni caso, quando è stato necessario, si sono corrette opportunamente le misure per adeguarle a quelle dei campioni di confronto.

---

<sup>5</sup>Per i criteri d’associazione adottati dalla collaborazione *Fermi* si rimanda a Ackermann et al. [2015].

<sup>6</sup><http://www.asdc.asi.it/bzcat/>

# Capitolo 4

## Analisi dati

Di seguito sono riportati le procedure adottate per l'analisi dei dati *Chandra*, *XMM-Newton*, *Fermi-LAT* e *VLA*. Le osservazioni analizzate sono tutte disponibili negli archivi pubblici, rispettivamente: il *Chandra data archive*<sup>1</sup>, il *XMM Science Archive*<sup>2</sup>, il *The Fermi LAT Third Source Catalog (3FGL)* (@ ASDC v16)<sup>3</sup> e il *NRAO Science Data Archive*<sup>4</sup>.

### 4.1 Analisi dei dati *Chandra* in banda X

La radio galassia *IC 1531* è stata osservata dal satellite *Chandra*, con lo strumento ACIS-S (capitolo: 2.1.1), il 21 Agosto 2005 per  $\sim 40$  ks. I dati sono stati riprocessati con la versione 4.7 del software *CIAO* (*Chandra Interactive Analysis of Observation*). Per ridurre e calibrare i dati è stato eseguito lo script `chandra_repro`<sup>5</sup>: questo comando automatizza i procedimenti di elaborazione dati dell'analisi con *CIAO*. Lo script acquisisce i file di eventi e le informazioni sui parametri dei dati scaricati e crea:

- un nuovo file di *bad pixel* (un elenco di pixel identificati come "non buoni" che vengono esclusi dall'analisi;
- un nuovo *event-file* (*evt2.fits*) contenente tutti gli eventi, filtrati e corretti, registrati durante l'osservazione;
- un nuovo *PHA* (*Pulse Height Amplitude*) file, per codificare le proprietà dei fotoni incidenti (energia, posizione del fotone incidente e tempo d'arrivo).

---

<sup>1</sup><http://cda.harvard.edu/chaser/> .

<sup>2</sup><http://nxs.esac.esa.int/nxs-web/#search> .

<sup>3</sup><http://www.asdc.asi.it/fermi3fgl/> .

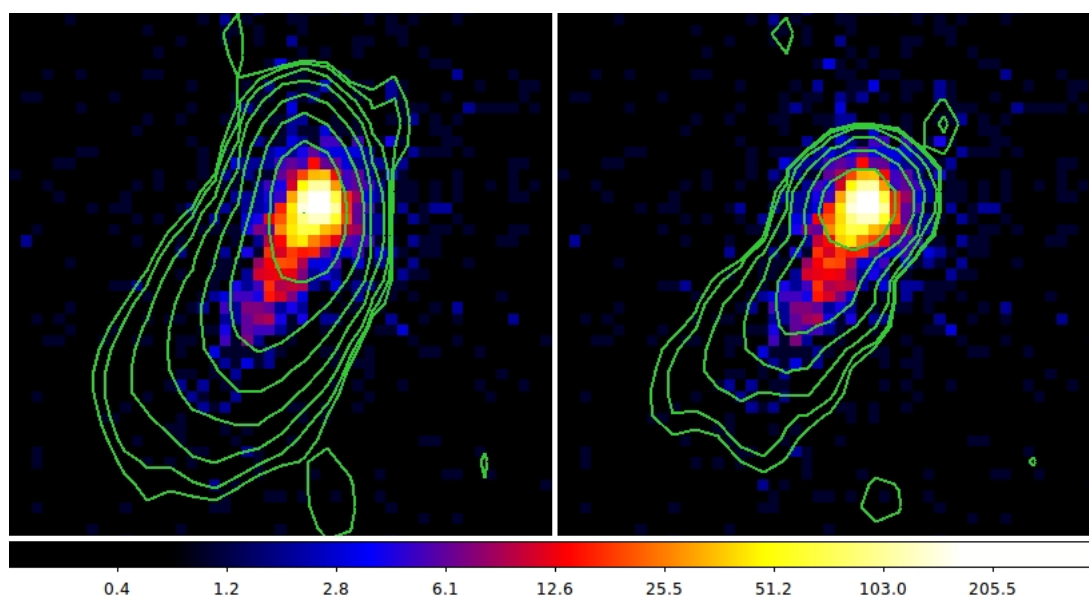
<sup>4</sup><https://archive.nrao.edu/archive/advquery.jsp> .

<sup>5</sup><http://cxc.harvard.edu/ciao/ahelp/chandra-repro.html> .

Lo script `chandra_repro` non aggiorna automaticamente le calibrazioni, pertanto è stato necessario calibrare i dati riprocessati usando la versione 4.6.9 di *CALDB* (*Chandra Calibration Database*). In seguito sono stati filtrati i dati per rimuovere i possibili *flares*. Questo è dovuto al contributo dei raggi cosmici. Queste componenti cambiano molto lentamente con il tempo e possono perciò essere previsti e conseguentemente rimossi. A tal fine sono stati filtrati i dati così da prendere in esame solo i fotoni tra 0.3 e 7.0 keV.

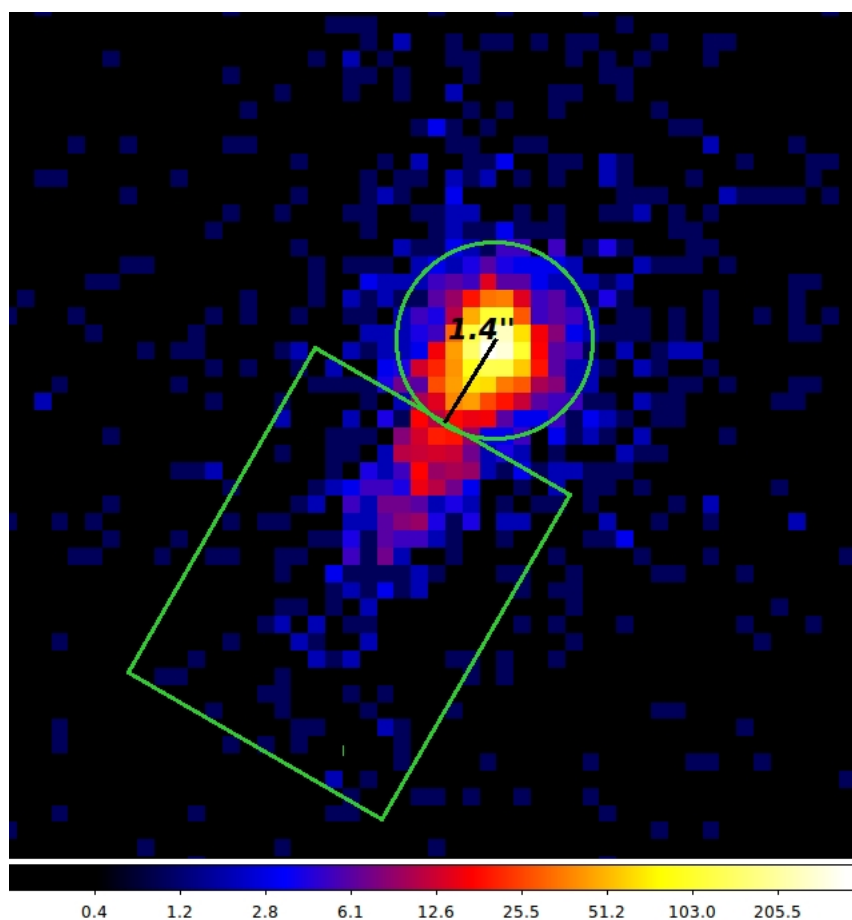
Si è proceduto con la creazione della curva di luce e alla rimozione dei periodi di *flares* mediante il file di *GTI* (*Good Time Interval*). Il *GTI* racchiude tutte le informazioni sugli intervalli temporali in cui gli eventi, rilevati durante l'osservazione, vengono ritenuti accettabili.

Una volta ottenuto il file finale di eventi calibrati e filtrati, si è proceduto con la selezione delle regioni di cui studiare lo spettro.



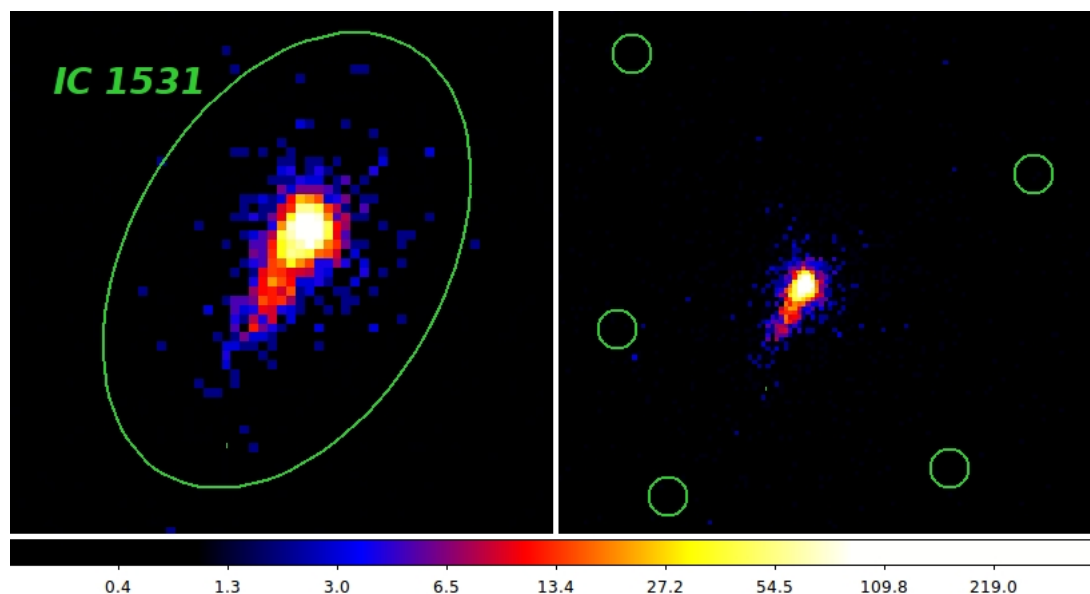
**Figura 4.1:** Immagine Chandra di IC 1531 nella banda  $[0.2 - 10]$  keV con sovrapposti i contorni radio ottenuti dalla mappa VLA a 1.4 GHz. La sorgente osservata ai raggi X ha un'estensione complessiva di  $\sim 6.7''$  (3.7 kpc). Nell'immagine di sinistra sono stati applicati i contorni relativi alla mappa radio con risoluzione  $2.4'' \times 1.2''$ . L'immagine di destra mostra i contorni ottenuti dalla stessa mappa radio, però con beam modificato ( $1.2'' \times 1.2''$ ) così da avere maggiore risoluzione.

L'immagine *Chandra* è stata visualizzata con l'applicazione *DS9*. *IC 1531* si estende per  $\sim 6.7''$  corrispondenti a  $\sim 3.7 \text{ kpc}$ , presenta una regione nucleare brillante e un'emissione estesa in una direzione (figura: 4.1). Una volta apportate le dovute correzioni astrometriche centrando l'immagine ottenuta ai raggi X sulla mappa radio *VLA*, è stato possibile osservare che l'emissione estesa, presente nell'osservazione X, coincide con il getto presente nella mappa radio a  $1.4 \text{ GHz}$  (*VLA*). La sovrapposizione dei contorni radio all'immagine X ha aiutato a definire le dimensioni delle regioni da prendere in esame.



**Figura 4.2:** Immagine *Chandra* in banda  $[2 - 10] \text{ keV}$ . In verde sono delimitate le regioni selezionate per il nucleo ed il getto. Accanto ad ogni regione è riportato il nome con cui ci si riferisce.

La regione nucleare, denominata **core**, è stata selezionata in una regione circolare con raggio di  $1.4''$  centrata nella sorgente. Per il getto è stata definita una regione rettangolare, chiamata **jet**, ( $4.2'' \times 5.4''$ ) distante  $1.4''$  dal centro della sorgente (Figura:4.2).



**Figura 4.3:** Immagine Chandra ai raggi X. A sinistra è evidenziata in verde la regione selezionata per lo studio spettrale di tutta la sorgente. A destra sono indicate le regioni selezionate per il background.

Per lo studio del *background* sono state scelte cinque regioni circolari, adiacenti alla sorgente e apparentemente prive di emissione, con raggio di  $1.1''$ . Inoltre, è stata definita una regione ellittica ( $4.1'' \times 6''$ ) che includesse tutta l'emissione X associata a IC 1531 (Figura: 4.3), denominata mediante il nome della sorgente stessa, così da potere successivamente confrontare i risultati con quelli ottenuti dall'analisi dei dati XMM il quale su sorgenti con dimensioni angolari  $\leq 6''$ , non riesce a risolvere le singole componenti della sorgente come per IC 1531 (capitolo: 2).

Selezionate le regioni, si è proceduto con l'estrazione dei singoli spettri e la creazione delle matrici di risposta: *RMF* (*Redistribution Matrix File*) e *ARF* (*Auxiliary Response File*). La matrice *RMF* associa ai canali dello strumento la corrispondente energia dei fotoni e nel caso di *Chandra* dipende dalla posizione della sorgente sul rivelatore. L'*ARF* contiene le informazioni strumentali: le caratteristiche del telescopio, i filtri adottati, le dimensioni geometriche del rivelatore e l'efficienza degli strumenti in funzione dell'energia mediata nel tempo. Tutte queste informazioni sono necessarie per definire l'efficienza di raccolta dei fotoni da parte dello strumento.

Si è lanciata l'applicazione *spacextract* per estrarre gli spettri delle regioni selezionate e del *background*. Questo *script* convolve la risposta strumentale, descritta dalle matrici *ARF* e *RMF*, con un modello teorico così riproduce una distribuzione di conteggi aspettati da confrontare con quella osservata.

I dati degli spettri finali (*core*, *jet* e *IC 1531*) sono stati "raggruppati" in modo da avere *bin* spettrali con almeno 15 conteggi ognuno. In questo modo ci si assicura che sia rispettata la statistica gaussiana in ogni *bin* spettrale e quindi l'applicabilità della statistica del  $\chi^2$ .

Con l'applicazione online *PIMMS* si è valutato se la sorgente è affetta da fenomeni di *pile-up* (sezione: 2.10). L'elaborazione ha messo in evidenza un 10% di *pile-up* dovuta alla regione nucleare.

Il tasso di conteggi netti per gli spettri delle varie regioni è:

- **Core:**  $8.7 \cdot 10^{-2} \text{ cts s}^{-1}$ , di cui il 99.9% sono della sorgente;
- **IC 1531:**  $1.1 \cdot 10^{-1} \text{ cts s}^{-1}$ , il 98.8% della sorgente;
- **Jet:**  $1.2 \cdot 10^{-2} \text{ cts s}^{-1}$ , al 97.4% della sorgente.

Infine si è usato il software *XSPEC* (v.6.17) per modellizzare lo spettro delle regioni selezionate.

## 4.2 Analisi dei dati XMM in banda X

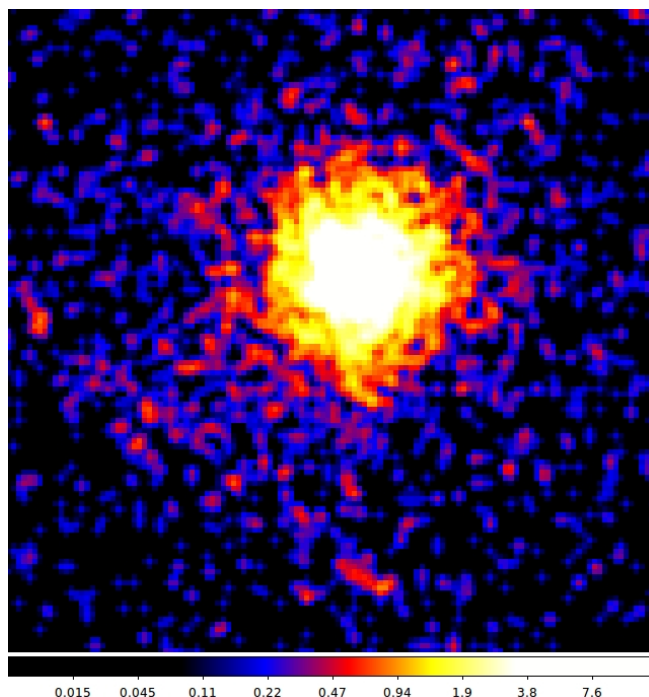
L'osservazione della sorgente con il telescopio spaziale *XMM-Newton* è stata effettuata il 20 Maggio 2004, per un tempo d'esposizione di  $\sim 24 \text{ ks}$ .

I dati grezzi dell'osservazione, contenuti nel file *ODF* (*Observation Data File*), sono stati analizzati con la versione 14 del software per la riduzione e analisi dati *SAS* (*Scientific Analysis Sistem*) per ottenere spettri ed immagini calibrati.

Si è verificata la presenza, durante l'osservazione, di periodi di alta contaminazione da parte del rumore dovuto alle particelle. A tale scopo è stata estratta la curva di luce sopra i  $10 \text{ keV}$  (in quanto, per via dell'andamento dell'area efficace in funzione dell'energia, ad  $E > 10 \text{ keV}$  non ci si aspetta radiazione da parte della sorgente di interesse) e si sono selezionati i *GTI* da applicare come filtro al file di eventi. In questa fase sono stati selezionati solo gli eventi creati dai fotoni incidenti singoli, doppi, tripli e quadrupli<sup>6</sup>.

Analogamente a quanto è stato fatto durante l'analisi *Chandra*, si è proceduto con l'estrazione degli spettri da analizzare. In questo caso non è stato possibile selezionare regioni diverse per la regione nucleare ed il getto per via della più bassa risoluzione spaziale del satellite (figura: 4.4), perciò sono state selezionate delle regioni circolari centrate sulla sorgente, tenendo presente la *EEF* (*Encircle Energy Fraction*) (sezione: 2.2). Sono pertanto state selezionate regioni con un

<sup>6</sup>Un fotone che arriva sul CCD determina la produzione di cariche su un pixel, e in alcuni casi anche su un certo numero di pixel adiacenti. La condizione migliore di raccolta si verifica quando un fotone X determina un *pattern* compatto e isolato, cioè quando la carica è concentrata su un singolo pixel (*pattern* 0) (capitolo: 2).



**Figura 4.4:** Immagine XMM-Newton/PN di IC 1531 nella banda energetica  $[2 - 10] \text{ keV}$ .

raggio corrispondente al 90% dell'energia totale: per la regione *PN* è stata definita una regione di raggio  $30''$ , per le regioni *MOS1* e *MOS2*, invece, di  $40.5''$ .

Il *background*, nel *MOS1* e *MOS2*, è stato selezionato in un cerchio di raggio  $42.4''$  nelle vicinanze della sorgente, mentre nell'immagine prodotta dal *pn* sono stati selezionati cinque cerchi di raggio  $7''$  intorno alla sorgente.

In seguito sono stati prodotti gli spettri della sorgente e dei *background* e generate le matrici di risposta *RMF* ed *ARF*. Si è lavorato su ogni spettro in modo da avere almeno 25 conteggi per ogni intervalli spettrale e poter applicare la statistica del  $\chi^2$ .

Il tasso di conteggi netti per gli spettri delle varie regioni è:

- *pn*:  $2.8 \cdot 10^{-1} \text{ cts s}^{-1}$ , di cui il 95.9% sono della sorgente;
- *MOS1*:  $7.3 \cdot 10^{-2} \text{ cts s}^{-1}$ , il 96.3% della sorgente;
- *MOS2*:  $7.7 \cdot 10^{-2} \text{ cts s}^{-1}$ , al 96.2% della sorgente.

### 4.3 Analisi dei dati *Fermi* in banda gamma

Sono stati analizzati i dati raccolti in circa otto anni di osservazione LAT: dal 4 Agosto 2008 al 8 Luglio 2016.

L'analisi dati è stata effettuata utilizzando la versione più recente del *software LAT Science Tools* (V10T0P5).

L'analisi dei dati LAT necessita di due *file*: il *file* di eventi (*Photon File*) che fornisce il tempo, l'energia e la posizione dell'evento ricostruito e il *file* che descrive lo stato del satellite (*Spacecraft File*).

Gli eventi misurati dal LAT vengono classificati sulla base della loro probabilità di essere fotoni e dalla qualità della loro ricostruzione. Gli eventi sono pertanto suddivisi in classi, ognuna delle quali è caratterizzata da una sua specifica risposta strumentale (*Instrument Response Function (IRF)*).

In particolare si è ricorso alla classe *P8R2\_SOURCE* indicata come la più idonea all'analisi di sorgenti puntiformi. L'intervallo di energia considerato è  $[0.1 - 100] \text{ GeV}$ .

Lo studio dei dati gamma richiede l'utilizzo di un'analisi basata sul metodo della massima verosimiglianza, ossia la **Likelihood analysis**.

La funzione di verosimiglianza (*L likelihood*) è il prodotto delle probabilità di ottenere i dati osservati partendo da un modello di *input*

$$L = e^{-N_{exp}} \prod_i \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} \quad (4.3.1)$$

dove  $n_i$  sono i conteggi osservati,  $m_i$  è una funzione del modello che definisce i conteggi aspettati in ogni *bin* e  $N_{exp}$  è il numero totale di conteggi attesi per il modello introdotto.

Nel nostro caso tale modello è l'insieme delle sorgenti gamma all'interno di un raggio di  $10^\circ$  da *IC 1531 (RoI)* e del *background* discusso nel paragrafo 2.4.2. A causa della grande PSF dello strumento, anche le sorgenti ad una distanza compresa tra  $10^\circ$  e  $15^\circ$  possono contaminare le regioni più interne della *RoI*. Pertanto anche le sorgenti che si trovano in questo "anello" sono incluse nel modello.

I parametri spettrali di ogni sorgente del modello sono estratte dal catalogo 3FGL<sup>7</sup>. Nel caso di *IC 1531* il modello spettrale è una semplice legge di potenza:  $F(E) = [k(\frac{E}{E_0})^{-\Gamma}] \text{ ph/cm}^2/\text{s}/\text{MeV}$ , dove  $k$  è il fattore di normalizzazione della distribuzione d'energia dei fotoni ( $k = 3.1 \cdot 10^{-13} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ ),  $E_0$  è l'energia di scala ( $E_0 = 1.07 \text{ GeV}$ ) e  $\Gamma$  è l'indice spettrale ( $\Gamma = 2.3$ ).

Le dimensioni della regione che produce l'emissione gamma è uno dei parametri da determinare per lo studio della SED del getto alle scale nucleari. Dal momento che, secondo il principio di causalità, i tempi di variabilità del flusso proveniente da una regione permettono di porre un limite superiore alle sue dimensioni lineari, si è effettuata l'analisi temporale del flusso della sorgente al fine di determinare la presenza di variabilità e le scale temporali di essa. Questo è stato fatto, in particolare, costruendo curve di luce su intervalli di 3 mesi, 1 mese, 10 giorni, 5 giorni e 2 giorni.

Il modello utilizzato nella costruzione delle curve di luce assume l'indice spettrale

<sup>7</sup><http://www.asdc.asi.it/fermi3fgl/> .



di tutte le sorgenti interne alla *RoI* fissato al valore definito nel catalogo 3FGL, mentre la normalizzazione viene lasciata libera per tutti gli oggetti presenti entro i primi  $10^\circ$  da *IC 1531*. Per ogni curva di luce in ogni singolo intervallo temporale è stata massimizzata la funzione di *likelihood* (eq: 7.2.8) in modo da determinare i parametri di ogni singola sorgente nella *RoI* ( $L_{\max,1}$ ).

Successivamente la *likelihood* è stata applicata alla stessa regione escludendo, però, la sorgente di interesse ( $L_{\max,0}$ ).

La significatività della sorgente in ogni intervallo temporale è allora valutata mediante il rapporto statistico (*test statistics*, *TS*) tra le *likelihood*:

$$TS = -2 \ln \frac{L_{\max,0}}{L_{\max,1}}$$

Nel limite di un numero grande di conteggi, il teorema di *Wilkes* afferma che il *TS* è distribuito come il  $\chi^2_\nu$ , dove  $\nu$  è il numero di parametri che caratterizzano la sorgente aggiunta. Nel caso specifico il parametro d'interesse è uno solo. Pertanto, come regola generale, è possibile approssimare  $TS \sim \sigma^2$ . La sorgente si considera rivelata nell'intervallo temporale se il suo  $TS \geq 9$  ( $3\sigma$ ). Negli intervalli temporali in cui la significatività della sorgente è inferiore ai  $3\sigma$  si calcolano i limiti superiori (*upper limits*) al 95% di confidenza.

# Capitolo 5

## Risultati

In questo capitolo verranno riassunti i risultati ottenuti in banda X e gamma ottenuti per la sorgente *IC 1531*.

L'analisi dei dati in banda X ha evidenziato la presenza di due componenti: una nucleare (**Core**) ed una estesa (**Jet**). La regione **Core** risulta ben riprodotta da un modello a legge di potenza con indice  $\Gamma \simeq 2$  e luminosità tipiche degli AGN a bassa potenza ( $L_{[2-10] \text{ keV}} \sim 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ ). L'emissione alle basse energie ( $[0.5 - 2] \text{ keV}$ ) evidenzia un contributo termico esteso tipicamente osservato in galassie ellittiche. Lo studio spettrale dei dati *Chandra* e *XMM* non evidenzia fenomeni di variabilità temporale su tempi scala di un anno. Il getto ha uno spettro ben modellato da una legge di potenza con lo stesso indice  $\Gamma$  della regione **Core**, ma un flusso di circa un fattore dieci inferiore.

In banda gamma si è inizialmente verificata l'associazione dell'AGN *IC 1531* con la sorgente *Fermi 3FGLJ0009.6-3211*. Successivamente si è effettuato uno studio di variabilità studiando le variazioni in flusso su tempi scala che vanno da qualche giorno a diversi mesi. Il minimo intervallo temporale su cui la sorgente risulta ancora significativamente rivelabile è di 2 *giorni*.

### 5.1 Studio X della regione nucleare

Di seguito sono riportati i risultati dell'analisi X delle osservazioni effettuate con i satelliti *Chandra*, *XMM* e *Swift*. Per l'analisi spettrale dei dati X è stato utilizzato il programma XSPEC versione 6.17.

I modelli utilizzati per riprodurre i dati degli spettri delle diverse regioni identificate sull'immagine *Chandra* e *XMM* sono:

- una legge di potenza (*power law*), che riproduce un'emissione di tipo non termico,  $F(E) = K(E(1+z))^{-\Gamma}$ , i cui parametri fondamentali sono l'indice in fotoni  $\Gamma$ , il *redshift*  $z$  e la normalizzazione espressa in *fotoni*  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1}$ ;

- un modello di emissione termica: APEC. Quest'ultimo modella lo spettro di emissione di un gas caldo diffuso ionizzato collisionalmente, includendo le righe di emissione prodotte da numerosi elementi. I parametri principali sono costituiti dalla temperatura del plasma in  $keV$ , dalle abbondanze dei metalli definite rispetto alle abbondanze solari, e dalla normalizzazione definita come  $(10^{-14} / (4\pi(D_A(1+z))^2)) \int n_e n_H dV$  dove  $D_A(1+z)$  è la distanza dalla sorgente espressa in  $cm$ ,  $n_e$  e  $n_H$  sono le densità di elettroni e idrogeno in  $cm^{-3}$ , e  $z$  il *redshift* a cui si trova la sorgente;
- l'assorbimento fotoelettrico intrinseco della galassia ospite, pertanto viene valutato considerando il *redshift* ( $z$ ) a cui si trova la sorgente in esame:  $A(E) = e^{[-N_{H,z}\sigma(E[1+z])]}$ , dove  $N_{H,z}$  è la densità di colonna dell'idrogeno in unità di  $10^{22} \text{ atomi } cm^{-2}$ , dovuto probabilmente al gas presente nella galassia ospite, e  $\sigma$  la sezione d'urto (dell'effetto fotoelettrico) secondo la formalizzazione di Wisconsin (Morrison and McCammon [1983]).
- l'assorbimento fotoelettrico dovuto al gas presente nella Galassia:  $A(E) = e^{[-N_H\sigma(E)]}$ . La sezione d'urto ( $\sigma$ ) è la stessa valutata per il caso di assorbimento intrinseco. Per la radio sorgente in studio è stato stimato un  $N_H = 1.35 \times 10^{20} \text{ atomi } cm^{-2}$  (Dickey and Lockman [1990]).

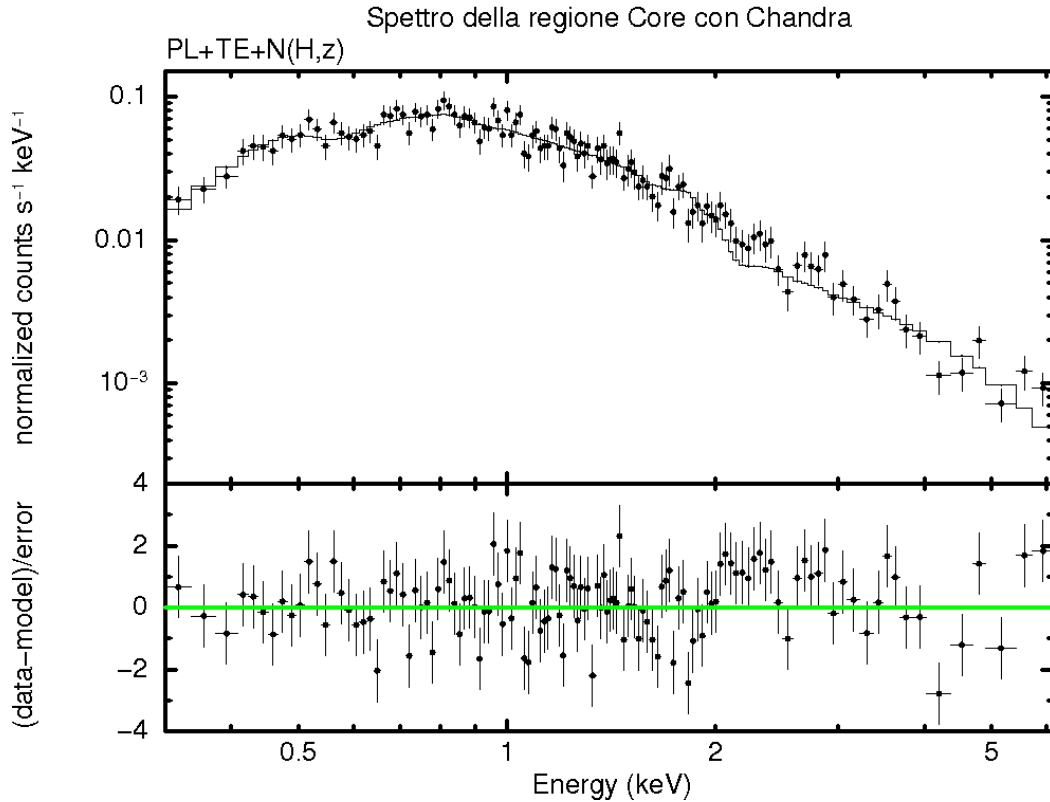
### 5.1.1 Risultati analisi X

#### Spettro *Chandra*

Gli spettri ottenuti per la regione **Core** è stato modellato utilizzando una legge di potenza (*power law*, *PL*) con entrambi i parametri (normalizzazione ed indice spettrale) liberi di variare. In accordo con lo studio di O'Sullivan et al. [2007] è stata aggiunta un'emissione di tipo termico: APEC (*Thermal Emission*, *TE*). In quest'ultimo modello, data la ridotta statistica, si è dovuto fissare l'abbondanza dei metalli ad una quantità pari a quella solare. In entrambi i modelli è stata considerata la presenza dell'assorbimento Galattico.

L'analisi dei residui suggerisce la presenza di un'ulteriore componente di assorbimento. È stata quindi valutata la presenza di una seconda componente di assorbimento intrinseco alla sorgente. Questo modello fornisce un miglioramento rispetto al risultato precedente. I dati nella banda *soft* ( $[0.5 - 2] \text{ keV}$ ) risultano riprodotti in maniera più accurata e il  $\chi^2/dof$  risulta migliorato passando da 156/124 a 143/123.

In figura 5.1 è mostrato lo spettro del **Core** modellato con una legge di potenza, componente termica e assorbimento intrinseco. I principali parametri del *fit* sono riportati in tabella 5.5.



**Figura 5.1:** Spettro della regione *Core*. I dati Chandra sono stati modellati con una legge di potenza (PL), emissione termica (TE) e assorbimento intrinseco della galassia ospite ( $N_{H,z}$ ). nel pannello superiore la linea continua rappresenta il modello complessivo applicato ai dati. Il pannello inferiore mostra i residui, cioè la differenza tra i dati e il modello espresso in termini di  $\sigma$ .

La luminosità intrinseca della componente non termica<sup>1</sup> tra  $[2 - 10] \text{ keV}$  è  $L \sim 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ , tipica degli AGN a bassa potenza.

La tabella 5.5 indica che il gas esteso dà un contributo trascurabile allo spettro totale, essendo il suo flusso, tra  $[0.5 - 2] \text{ keV}$ , un decimo dell'emissione legata alla legge di potenza.

<sup>1</sup>In linea di principio sulla base di questo unico studio non si può stabilire se la legge di potenza è di origine termica, cioè prodotta dall'interazione dei fotoni del disco d'accrescimento con gli elettroni caldi della corona, o di natura non termica, cioè dovuta al getto. Le analisi successive, in particolare la riproduzione della SED con modelli di tipo SSC, supportano un'origine nel getto dell'emissione modellata con una legge di potenza.

$D$ (")	$kT$ (keV)	$\Gamma$	$N_H$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$L$ $\text{erg s}^{-1}$	$\chi_r^2$	$F_{[2-10]}$ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$	$F_{[0.5-2]PL}$ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$	$F_{[0.5-2]TE}$ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
<b>Core</b>	$1.4$	$0.6^{+0.2}_{-0.2}$	$2.2^{+0.1}_{-0.1}$	$4.50^{+0.02}_{-0.02}$	$3.9^{+0.4}_{-0.4}$	$1.16$	$2.5^{+0.3}_{-0.2}$	$2.8^{+0.3}_{-0.3}$
								$1.8^{+1.0}_{-1.0}$

**Tabella 5.1:** Dati ottenuti dagli spettri X delle regioni Core e source individuate sull'immagine Chandra. Gli errori sono calcolati con un intervallo di confidenza del 90% per ogni parametro di interesse. (1) Dimensioni della regione selezionata per l'analisi spettrale; (2) Temperatura del plasma; (3) Indice in fotoni della legge di potenza assunta per la modellizzazione dell'emissione non termica; (4) Densità di colonna intrinseco espresso in unità di  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ; (5) Luminosità non assorbita e non termica tra  $[0.2 - 10] \text{ keV}$  in unità di  $10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ ; (6) Valore del  $\chi^2$  ridotto; (7) Flusso della componente non termica e de-assorbito in unità di  $10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ; (8) Flusso de-assorbito in banda soft della legge di potenza in unità di  $10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ; (9) Flusso de-assorbito in banda soft della componente termica in unità di  $10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ . Le bande di energia nelle quali sono stati calcolati i flussi sono indicate a pedice.

## Spettro XMM

Gli spettri del *XMM-pn*, *MOS1* e *MOS2*, sono stati modellati con una legge di potenza e un'emissione termica.

Il getto esteso che si osserva nell'immagine *Chandra* in *XMM* non è risolto, data la peggiore risoluzione angolare, ed è incluso nelle regioni selezionate per lo studio spettrale.

Il *fit* risulta accettabile in tutti e tre gli strumenti (tabella: 5.2).

Nella stessa tabella sono riportati anche i parametri spettrali di *IC 1531* ottenuti con *Chandra* selezionando una regione d'estrazione ellittica con semiassi  $4.2''$  e  $6.6''$ . In questo modo si è inclusa tutta l'emissione della sorgente, compresa la componente estesa, in modo da effettuare un confronto diretto con *XMM*. È evidente che sia la pendenza della legge di potenza sia la temperatura della componente termica appaiono consistenti in *XMM* e *Chandra*. I flussi misurati tra  $[2 - 10] \text{ keV}$  sono in accordo all'interno delle incertezze statistiche, indicando che la legge di potenza non ha variato forma spettrale e flusso da un'osservazione all'altra.

I flussi misurati in banda  $[0.5 - 2] \text{ keV}$ , relativi alla componente termica, sono leggermente differenti. Questo è atteso dato le diverse dimensioni della regione d'estrazione e la maggiore sensibilità di *XMM* alle strutture con bassa brillantezza superficiale.

La discrepanza nei flussi della componente non termica tra  $[0.5 - 2] \text{ keV}$  è probabilmente dovuta ad un deficit di conteggi *soft* in *Chandra* che hanno richiesto l'inclusione di un ulteriore assorbitore nel sistema di riferimento della sorgente. *XMM* non richiede tale assorbitore. È possibile che ciò sia nuovamente dovuto alle differenti regioni d'estrazione, sebbene non si possa escludere che il *pile-up* in *Chandra* (dell'ordine di 10%) possa avere distorto leggermente lo spettro sotto i  $2 \text{ keV}$ . A differenza del risultato ottenuto precedentemente con *Chandra*, il modello non necessita dell'introduzione di una componente aggiuntiva per l'assorbimento intrinseco ( $N_{H,z}$ ). Questo probabilmente è dovuto alle diverse dimensioni delle regioni selezionate per l'analisi spettrale:

*IC 1531*<sub>*Chandra*</sub>  $4.2'' \times 6.6''$  contro i  $30'' - 40''$  della regione selezionata nelle immagini pn e dei due MOS.

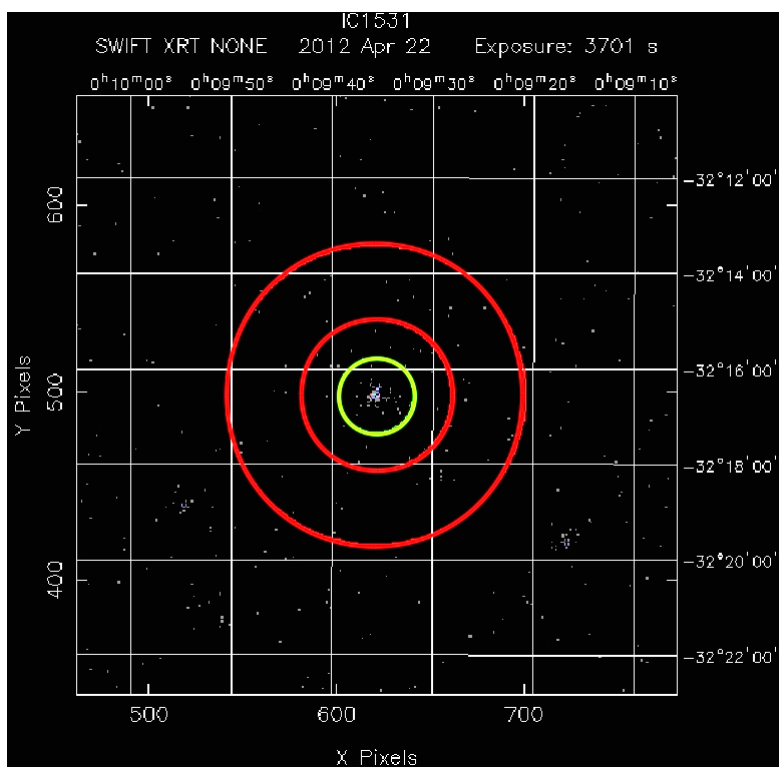
	$D$ (") (1)	$kT$ (keV) (2)	$\Gamma$ (3)	$L$ $\text{erg s}^{-1}$ (4)	$\chi_r^2$ (5)	$F_{[2-10]}$ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ (6)	$F_{[0.5-2]PL}$ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ (7)	$F_{[0.5-2]TE}$ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ (8)
<i>pn</i>	30	$0.61^{+0.06}_{-0.05}$	$2.21^{+0.07}_{-0.07}$	$3.1^{+0.2}_{-0.2}$	0.93	$2.0^{+0.1}_{-0.1}$	$2.4^{+0.1}_{-0.1}$	$9.7^{+1.3}_{-1.3}$
MOS1	41	$0.66^{+0.12}_{-0.09}$	$2.12^{+0.10}_{-0.10}$	$3.8^{+0.3}_{-0.3}$	1.19	$2.4^{+0.2}_{-0.2}$	$2.5^{+0.2}_{-0.2}$	$8.5^{+2.0}_{-2.0}$
MOS2	41	$0.60^{+0.10}_{-0.08}$	$2.14^{+0.09}_{-0.10}$	$3.7^{+0.3}_{-0.3}$	1.00	$2.4^{+0.2}_{-0.2}$	$2.6^{+0.2}_{-0.2}$	$10.5^{+2.1}_{-2.1}$
<b>IC 1531</b> <sub>Chandra</sub>	$4.2 \times 6.6$	$0.57^{+0.09}_{-0.10}$	$2.24^{+0.11}_{-0.11}$	$4.1^{+0.4}_{-0.4}$	1.14	$2.7^{+0.3}_{-0.2}$	$3.3^{+0.3}_{-0.3}$	$4.7^{+1.1}_{-1.1}$

**Tabella 5.2:** XMM-Newton/*pn*, MOS1 e MOS2 spettro della sorgente. I dati sono riprodotti con un modello a legge di potenza insieme al modello di emissione termica e messi a confronto con quanto ottenuto dall'analisi dello spettro **IC 1531**. Gli errori sono calcolati con un intervallo di confidenza del 90% per ogni parametro di interesse.

(1) Dimensioni della regione selezionata per l'analisi spettrale; (2) Temperatura del plasma; (3) Indice in fotoni della legge di potenza assunta per la modellizzazione dell'emissione non termica; (4) Luminosità non assorbita e non termica in banda  $[2 - 10] \text{ keV}$  in unità di  $10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ ; (5) Valore del  $\chi^2$  ridotto. (6) Flusso della componente non termica e de-assorbito in unità di  $10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ; (7) Flusso de-assorbito in banda soft della legge di potenza in unità di  $10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ; (8) Flusso de-assorbito in banda soft della componente termica in unità di  $10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Le bande di energia nelle quali sono stati calcolati i flussi sono indicate a pedice.

### Analisi dei dati *Swift*

IC 1531 è stato osservato da *Swift* due volte con lo strumento XRT in "photon-counting mode (PC)"<sup>2</sup> a bordo di *Swift*, il 12 Novembre 2011 e il 22 Aprile 2012. Entrambe le osservazioni sono di breve durata e conseguentemente con numero di conteggi limitato. Durante la prima osservazione sono stati raccolti soltanto 12 conteggi (tempo d'osservazione  $\sim 1$  ks) pertanto non è stato possibile studiarne lo spettro.



**Figura 5.2:** Regione d'estrazione della sorgente IC 1531 (cerchio verde) e del background (cerchi rossi).

La seconda osservazione, di  $\sim 4$  ks, ha permesso la costruzione di uno spettro avendo collezionato 40 conteggi.

La riduzione dati è stato effettuata utilizzando un pacchetto *software* per l'analisi interattiva dei dati *Swift* fornito dall'ASI Science Data Center (ASDC)<sup>3</sup>. La regione d'estrazione è un cerchio con raggio di 20 *pxl*<sup>4</sup> (dove 1 *pxl* = 2.36") corrispon-

<sup>2</sup>Il PC mode è in grado di fornire simultaneamente informazioni spaziali e spettrali del campo osservato.

<sup>3</sup><http://www.asdc.asi.it/>.

<sup>4</sup>pixel



dente a  $\sim 47''$ . Il *background* è estratto da un anello circolare con raggio interno di 40 *pxl* e quello esterno 80 *pxl* (figura: 5.2).

Data la poca statistica l'analisi spettrale si è limitata all'applicazione del miglior modello ottenuto dall'analisi XMM fissando i parametri della temperatura e dell'indice spettrale rispettivamente ai valori: 0.6 *keV* e  $\Gamma = 2.1$ .

Il flusso della componente termica tra  $[0.5 - 2]$  *keV* è ragionevolmente in accordo con quelle misurate da XMM. Nel caso della legge di potenza siamo solamente in grado di definire un limite superiore (al 95%) del flusso tra  $[2 - 10]$  *keV* che risulta essere  $F = 1.3 \cdot 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  ( $L < 2 \cdot 10^{41} \text{ ergs}^{-1}$ ), suggerendo una decrescita di luminosità della componente nucleare nel 2012 rispetto a quanto osservato nel 2004 e 2005.

## 5.2 Studio gamma della regione nucleare

### 5.2.1 Emissione ai raggi gamma osservata da *Fermi*

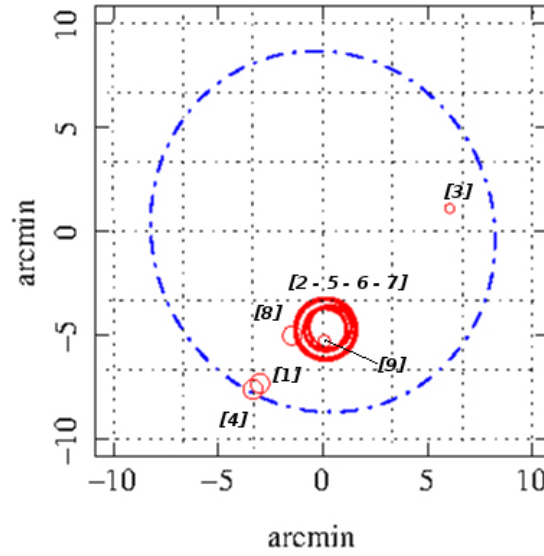
La verifica dell'associazione tra la sorgente *IC 1531* e la sorgente *3FGLJ0009.6-3211* è stato il primo passo dell'analisi condotta in questa banda.

Si è proceduto con l'identificare le sorgenti radio presenti all'interno della regione di confidenza definita per la sorgente gamma. Tale regione è un'ellisse il cui asse maggiore e minore definiscono la regione d'incertezza nella localizzazione della sorgente ad un livello di confidenza del 95%. Nel caso di *IC 1531* l'ellisse presenta un semiasse maggiore  $\theta_{max} = 8.76'$  e un semiasse minore  $\theta_{min} = 8.16'$ .

Le sorgenti radio presenti all'interno della regione di confidenza di *IC 1531* sono riportate in figura 5.3. Le dimensioni dei cerchi sono proporzionali alla densità di flusso radio. Più cerchi sovrapposti ad una specifica posizione è indicativo della presenza della stessa sorgente in diversi cataloghi<sup>5</sup>. In tabella 5.3 è riportata la lista delle sorgenti radio con la frequenza d'osservazione e la densità di flusso misurata corrispondenti ad ogni cerchio riportato in figura 5.3.

---

<sup>5</sup>I principali cataloghi di riferimento sono: *NVSS - NRAO VLA Sky Survey*, *SUMSS - Sydney University Sky Survey*, *PNM - Parkes-MIT-NRAO*, *AT20G: Australia Telescope 20GHz Survey*, *PCSS2F - Planck Catalogue of Compact Sources*.



**Figura 5.3:** Ellisse di confidenza al 95% entro cui si trova la radio galassia IC 1531. In rosso sono segnate le sorgenti con emissione radio individuate in diversi cataloghi, i flussi sono riportati in tabella 5.3.

La regione nucleare di IC 1531 è osservata a diverse frequenze le cui densità di flussi corrispondenti sono richiamate con i numeri [2] - [5] - [6] - [7].

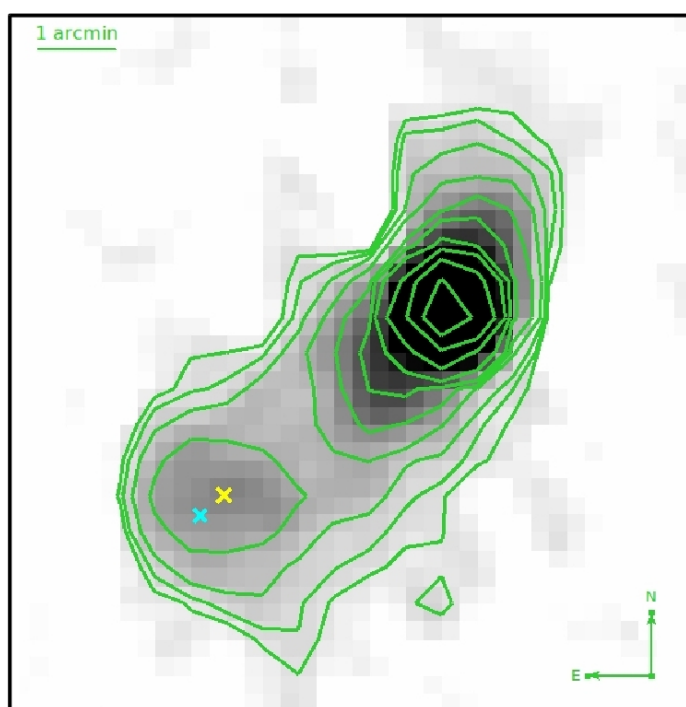
	RA	Dec	Densità di Flusso (mJy)	Frequenza (MHz)	Distanza (')	Catalogo
[1]	00 09 50.54	-32 19 13.8	51.07	1400	7.9	NVSS
[2]	00 09 35.76	-32 16 37.2	388.9	1400	4.7	"
[3]	00 09 07.7	-32 10 48.36	7.67	1400	6.1	"
[4]	00 09 52.08	-32 19 31.07	40.7	843	8.3	SUMSS
[5]	00 09 35.68	-32 16 38.64	558.8	843	4.7	"
[6]	00 09 34.7	-32 16 31.08	381	4.85	4.6	PMN
[7]	00 09 35.66	-32 16 37.2	221	20000	4.7	AT20G
[8]	00 09 43.2	-32 16 54.84	259.4	100000	5.2	PCCS2F100
[9]	00 09 35.99	-32 17 12.12	150.5	217000	5.3	PCCS2F217

**Tabella 5.3:** Frequenza e densità di flusso delle sorgenti radio presenti nella regione di confidenza segnate nella figura 5.3. Nella prima colonna sono riportati i numeri con cui le sorgenti sono state identificate.

Le densità di flussi corrispondenti a [1] - [4] sono associate all'emissione del lobo, come attestato dalla figura 5.4.

I flussi corrispondenti a [8] - [9] si riferiscono ad osservazioni del satellite *Planck* alle frequenze 100 GHz e 217 GHz reperiti dalla release PR2 - 2015 <sup>6</sup> *Planck Legacy Archive*.

La sorgente [3] è stata esclusa perchè presenta una densità di flusso radio di circa un fattore 100 inferiore a quella di IC 1531.



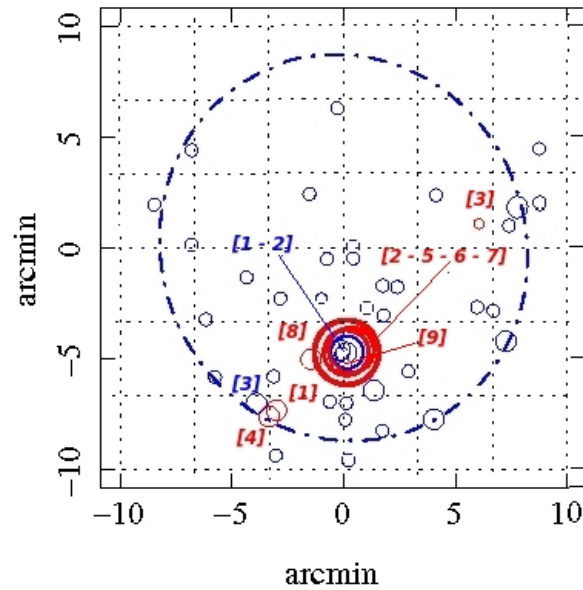
**Figura 5.4:** Contorni radio NVSS di IC 1531 a 1.4 GHz. La croce azzurra indica la sorgente [4] con coordinate 00 09 52.08 – 32 19 31.07, la croce gialla indica la sorgente [1] con coordinate 00 09 50.54 – 32 19 13.8. È evidente che entrambe cadono nella regione estesa a sud-est, coincidente con il lobo radio.

Uno studio analogo è stato effettuato nella banda X. La figura 5.5 è simile a quella riportata per il caso radio (figura: 5.3), in questo caso i cerchi si riferiscono ai flussi misurati in banda X da diversi satelliti<sup>7</sup>.

<sup>6</sup><http://pla.esac.esa.int/pla/#home>.

<sup>7</sup>1SWXRT: il catalogo delle sorgenti puntiformi osservate in sette anni di missione dal satellite multi-banda *Swift*-XRT.

2XMMIDR3: XMM-Newton Serendipitous Source Catalog, seconda release dei dati (Aprile 2010). La descrizione dei cataloghi è reperibile al seguente link: [http://tools.asdc.asi.it/SED/docs/SED\\_catalogs-reference.html](http://tools.asdc.asi.it/SED/docs/SED_catalogs-reference.html).



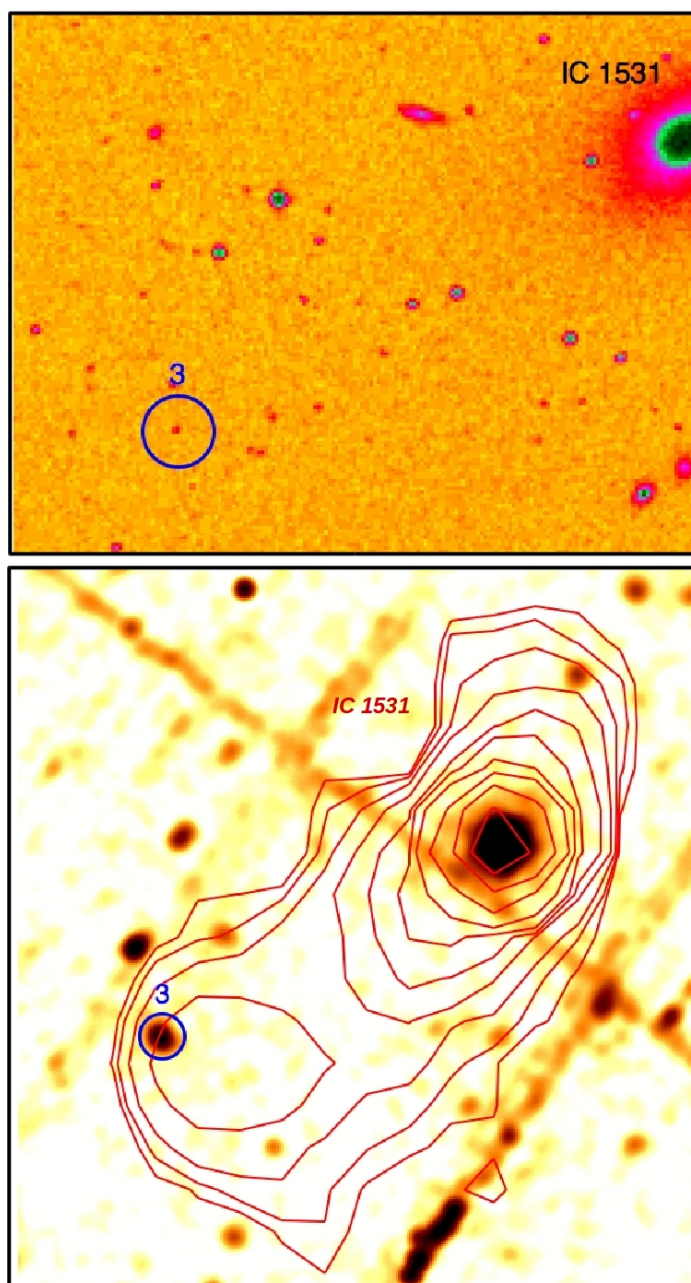
**Figura 5.5:** Campo in banda  $\gamma$ . Le sorgenti con emissione radio sono state contrassegnate in rosso, mentre quelle con emissione ai raggi X sono riportate in blu.

	RA	Dec	Tasso Conteggi (cts/s)	Energia (keV)	Distanza (')	Catalogo
[1]	00 09 35.73	-32 16 37.92	0.0153	0.3-10.0	4.7	SWXRT1
[2]	00 09 35.59	-32 16 36.83	0.086	0.2-12.0	4.7	2XMMIDR3
[3]	00 09 54.76	-32 18 55.08	0.0062	0.2-12.0	8.0	2XMMIDR3

**Tabella 5.4:** Sorgenti con emissione ai raggi X con possibile associazione radio presenti nel campo  $\gamma$ . In tabella sono riportate le coordinate a cui sono state effettuate le misure, il numero di conteggi e la banda energetica a cui sono stati misurati, la distanza dalle coordinate su cui è stata centrata la regione di confidenza e la referenza al catalogo.

Sebbene il campo studiato sia denso anche di sorgenti X, ci si aspetta che sorgenti gamma, che emettono ai raggi X, siano *Radio loud*. Le uniche misure plausibilmente associate all'emissione gamma sono allora le numero [1] e [2] riportate in tabella 5.4 che corrispondono a IC 1531. L'emissione [3] è stata investigata in dettaglio essendo in prossimità del lobo radio. Questa risulta essere una sorgente puntiforme di campo non associata ad IC 1531. Non presenta alcuna controparte radio, ma ha una possibile controparte ottica evidente nell'immagini della *Digital*

*Sky Survey (DSS) (figura: 5.6).*



**Figura 5.6:** La prima immagine riporta IC 1531 in banda ottica con la Digital Sky Survey (DSS). La seconda è l'osservazione effettuata con XMM a cui sono stati sovrapposti i contorni radio NVSS. In entrambi i casi il cerchio blu indica la sorgente X [3] con coordinate 00 09 54.76 – 32 18 55.08.

Dallo studio condotto, risulta che l'unica sorgente che può essere associata alla sorgente gamma 3FGLJ0009.6-3211 è IC 1531.

### 5.2.2 Analisi temporale

Lo spettro medio di IC 1531 è ben rappresentato da una legge di potenza con indice spettrale  $\Gamma_\gamma = 2.3$ , come riportato dal catalogo *Fermi* - 3FGL.

Di seguito si verifica la presenza di variabilità dell'emissione gamma su varie scale temporali: 3 mesi, 1 mese, 10 giorni, 5 giorni e 2 giorni. In tutte le curve di luce la sorgente è rivelata con una significatività maggiore o uguale a  $3\sigma$  ( $TS \geq 9$ ) in corrispondenza di quattro occasioni: nel 2009, 2011, 2013 e 2015.

In figura 5.7 sono mostrate le curve di luce. Per tempi scala inferiori a 3 mesi sono stati riportati solo i flussi negli intervalli temporali in cui il  $TS \geq 9$ .

Poichè la sorgente è debole (ha un flusso medio di  $F_{[1-100] \text{ GeV}} = 2.77 \cdot 10^{-10} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) lo studio della variabilità temporale è ovviamente limitato dalla bassa statistica.

Seguendo le prescrizioni riportate da Nolan et al. [2012] si è investigata la variabilità della sorgente in funzione dell'indice di variabilità della curva di luce con  $\Delta t$  di 3 mesi.

L'indice di variabilità è basato sul confronto dei valori dei logaritmi delle *likelihood* ottenute nei singoli intervalli temporali assumendo due ipotesi:

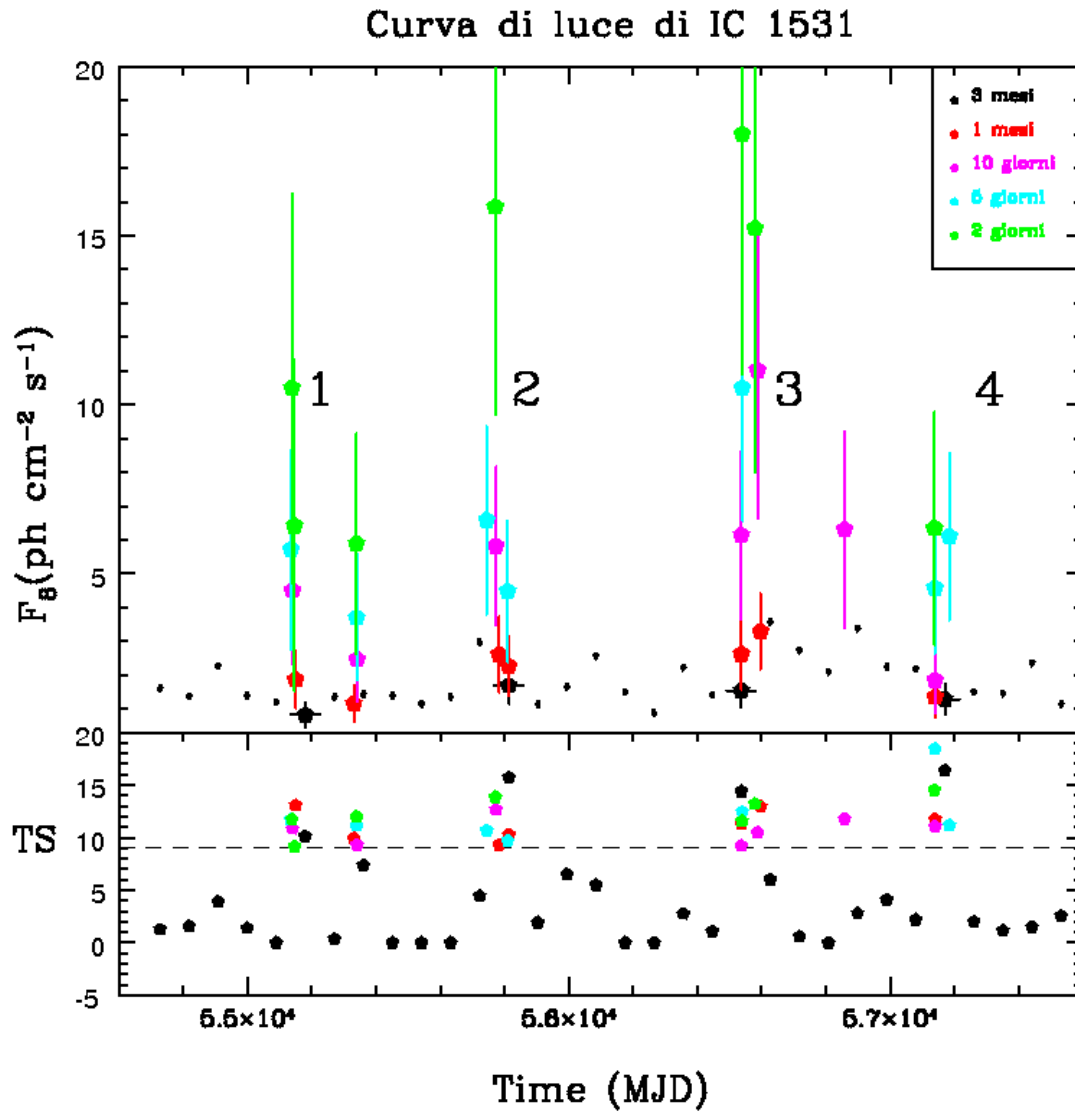
- ipotesi nulla: flusso costante in ogni intervallo temporale ( $F_{cost}$ );
- ipotesi alternativa: flusso differente in ogni intervallo ( $F_i$ ).

In termini matematici l'indice di variabilità si esprime:

$$TS_{var} = 2\sum_i [\log L(F_i) - \log L(F_{cost})]$$

Il teorema di *Wilks* assicura che il  $TS_{var}$  segue la stessa distribuzione del  $\chi^2$  con  $N - 1$  gradi di libertà, essendo  $N$  il numero di intervalli in cui è spezzata la curva di luce.

L'indice di variabilità per la curva di luce a tre mesi è 43.9. Poichè gli intervalli della curva di luce sono 32, ne segue che i gradi di libertà sono 31. La sorgente risulta variabile con una probabilità del 94%. Se si assume che il tempo scala tipico di variabilità corrisponda al più piccolo intervallo temporale in cui la sorgente ha una significatività di  $3\sigma$  (Janiak et al. [2016], Tanaka et al. [2015]), allora si può ipotizzare, nel caso di IC 1531, che il tempo di variabilità sia dell'ordine di qualche giorno.



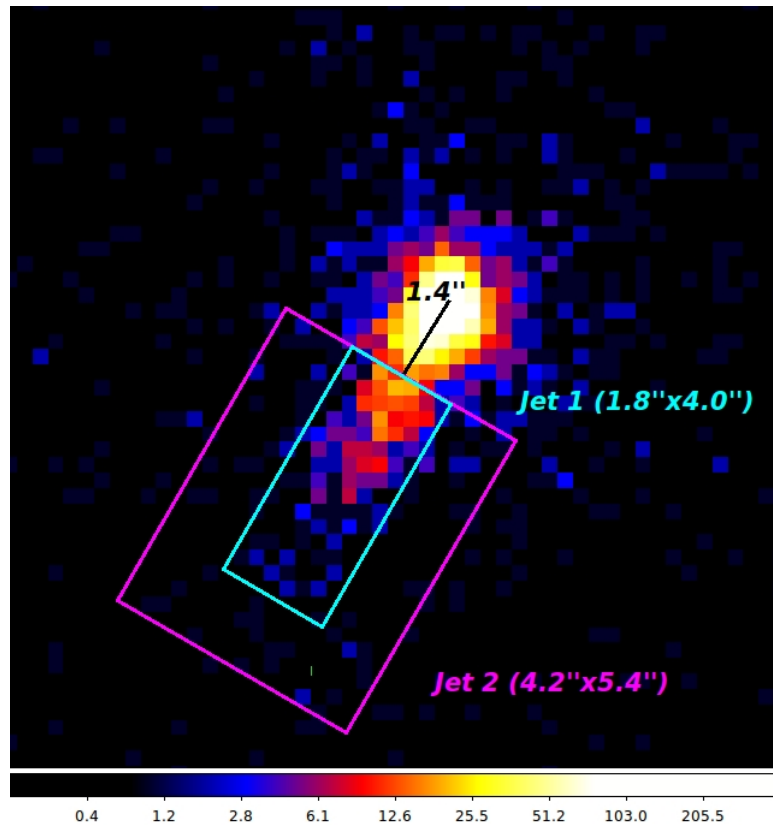
**Figura 5.7:** Curve di luce a diversi tempi scala di IC 1531 (vedi legenda). Nel diagramma sono riportate solo le detezioni a  $3\sigma$ . Solo nella curva di luce a 3 mesi in corrispondenza degli intervalli temporali in cui la sorgente non è rivelata, sono riportati gli upper limits calcolati al 95 %. I flussi sono espressi in unità di  $10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  e il tempo in Modified Julian Day (MJD). Nel pannello inferiore sono riportati i TS in funzione del tempo per ciascuna curva di luce. La linea tratteggiata identifica la soglia di rivelabilità e corrisponde a  $TS \geq 9.0$  ossia  $\geq 3\sigma$ .

### 5.3 Emissione estesa

#### Emissione estesa di IC 1531 nella banda X

La componente estesa di IC 1531 è stata studiata alle alte energie solo nella banda X, poichè la limitata risoluzione spaziale in banda gamma non permette l'individuazione di componenti distinte.

Come sottolineato nei paragrafi precedenti, *Chandra*, al contrario, è in grado di risolvere le singole componenti: nucleo e getto. In figura 5.8 è riportata l'immagine in banda  $[2 - 10] \text{ keV}$  di IC 1531 con selezionate due regioni entrambe a una distanza di  $1.4''$  dal centro della regione nucleare della sorgente. La prima ha dimensioni  $1.8'' \times 4.0''$  (**Jet 1**), la seconda (**Jet 2**) è stata costruita seguendo i contorni radio VLA una volta sovrapposti all'immagine X ( $4.2'' \times 5.4''$ ).

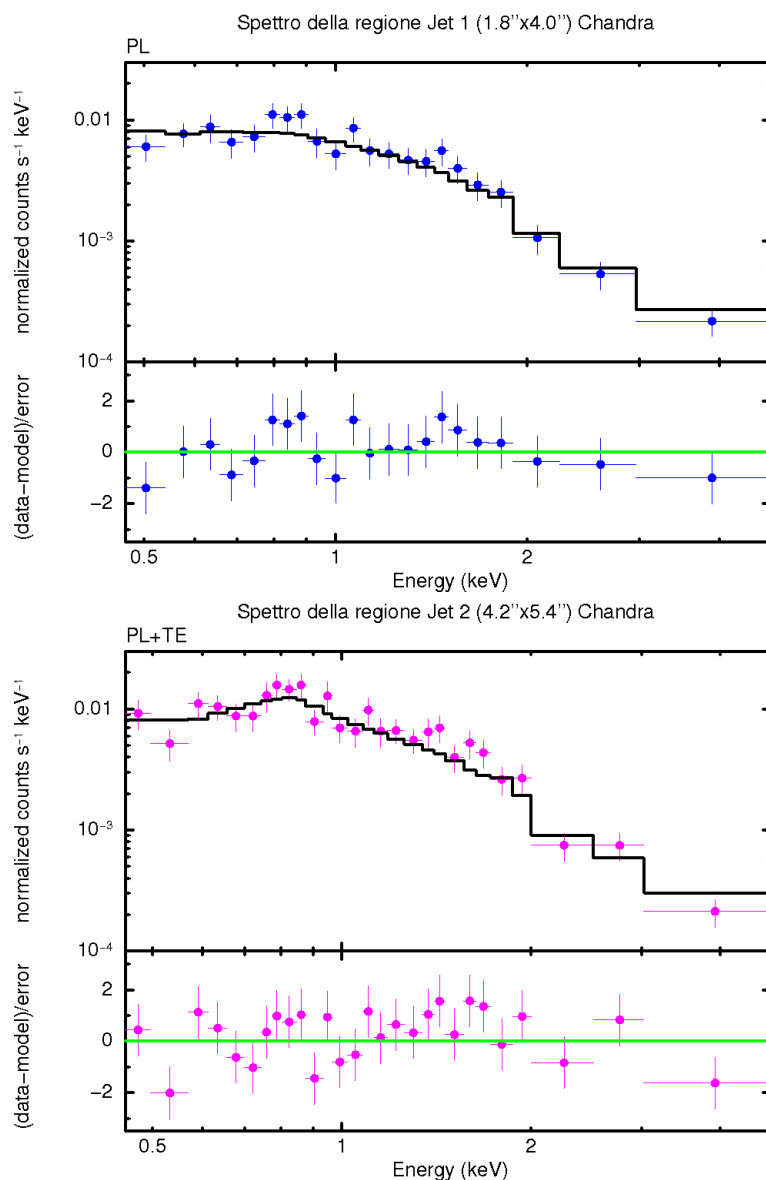


**Figura 5.8:** Immagine Chandra di IC 1531, in banda  $[2 - 10] \text{ keV}$ , con selezionate le regioni per l'estrazione dello spettro. In azzurro la regione selezionata partendo dall'osservazione dell'emissione X ( $1.8'' \times 4.0''$ ). In magenta la regione selezionata con le indicazioni dei contorni radio VLA ( $4.2'' \times 5.4''$ ).



I risultati spettrali sono presentati in tabella 5.5 e i relativi spettri riportati in figura 5.9.

Lo spettro della regione **Jet 1** è modellato con una legge di potenza (PL) con indice  $\Gamma \sim 2$ . Lo spettro della regione **Jet 2** oltre alla legge di potenza, includendo parte del gas che circonda la galassia, necessita anche di un contributo termico (TE).



**Figura 5.9:** Lo spettro della regione **Jet 1** è riportato in blu, mentre quello della regione **Jet 2** in magenta. Nei pannelli superiori è riportata la modellizzazione dei dati delle singole regioni, in quello inferiore le deviazioni, espresse in  $\sigma$ , dei dati dal modello considerato.

Gli indici della legge di potenza, nelle regioni **Jet 1** e **Jet 2**, sono consistenti entro gli errori. Il flusso non termico nella regione **Jet 2** è più alto essendo le dimensioni d'estrazione maggiori rispetto a quelle dall'altra regione in esame. In entrambi i casi, comunque, il flusso del getto a scale del *kpc* è circa un fattore dieci inferiore a quello misurato nella regione nucleare.

	$D$ (arcsec) (1)	$kT$ (keV) (2)	$\Gamma$ (3)	$L$ (erg s <sup>-1</sup> ) (4)	$\chi_r^2$ (5)	$Flusso_{[2-10]}$ (erg s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> ) (6)
<b>Jet 1</b>	1.8x4.0	/	2.2 <sup>+0.2</sup> <sub>-0.2</sub>	4.5 <sup>+0.4</sup> <sub>-0.4</sub>	0.74	2.9 <sup>+0.3</sup> <sub>-0.3</sub>
<b>Jet 2</b>	4.2x5.4	0.7 <sup>+0.2</sup> <sub>-0.2</sub>	2.1 <sup>+0.2</sup> <sub>-0.2</sub>	6.6 <sup>+0.9</sup> <sub>-0.9</sub>	1.19	4.1 <sup>+0.6</sup> <sub>-0.6</sub> *

**Tabella 5.5:** Dati ottenuti dagli spettri X delle regioni **Jet 1** e **Jet 2** individuate sull'immagine Chandra. Gli errori sono calcolati con un intervallo di confidenza del 90% per ogni parametro di interesse. (1) Dimensioni della regione selezionata per l'analisi spettrale; (2) Temperatura del plasma assumendo un modello termico. Tale valore è in accordo con quello ricavato nello studio della componente nucleare; (3) Indice in fotoni della legge di potenza assunta per la modellizzazione dell'emissione non termica; (4) Luminosità non assorbita e non termica tra [2 – 10] keV in unità di 10<sup>40</sup> erg s<sup>-1</sup>; (5) Valore del  $\chi^2$  ridotto; (6) Flusso non assorbito in banda [2 – 10] keV espresso in unità di 10<sup>-14</sup> erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup>.

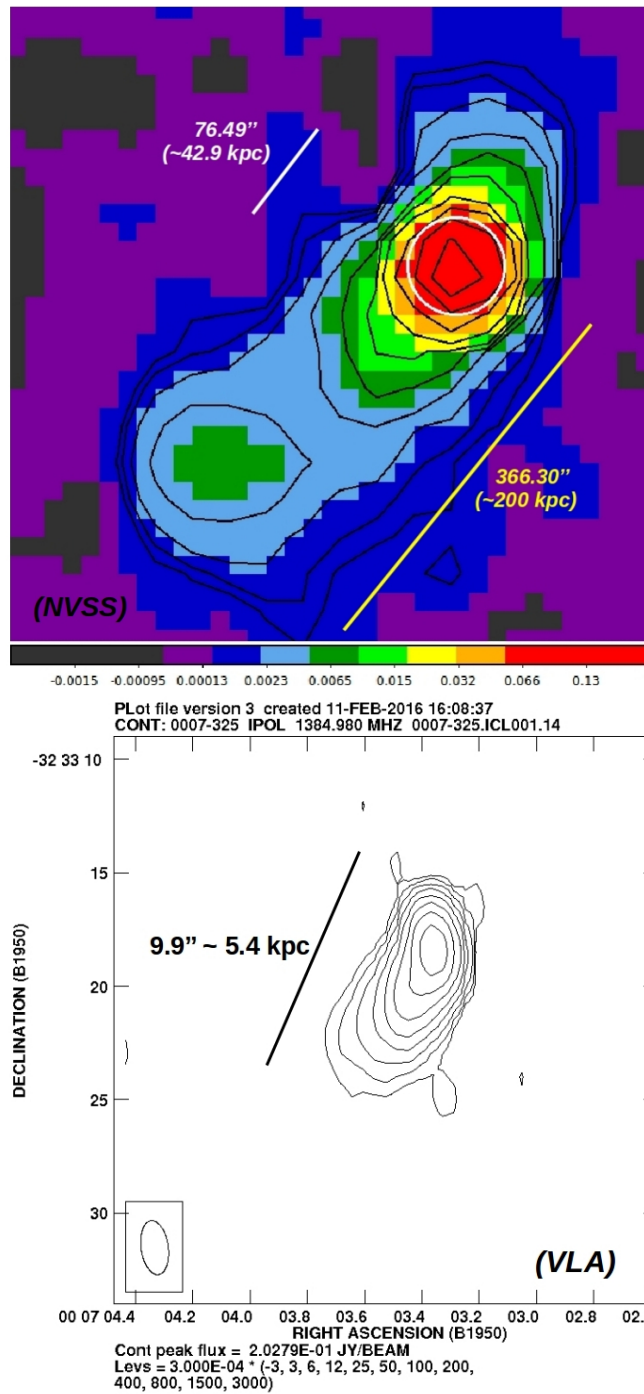
★ Flusso della legge di potenza.

### 5.3.1 Emissione in banda radio

L'immagine radio NRAO VLA Sky Survey (NVSS) di IC 1531 è mostrata in figura 5.10. È possibile osservare la presenza di una struttura che si estende per  $\sim 200$  kpc probabilmente associata ad un lobo.

Data la bassa risoluzione spaziale di questa immagine (*beam* di 45'') nucleo e getto di Chandra (estensione X totale  $\sim 7''$  ( $\sim 3.7$  kpc)) sono contenute all'interno della regione nucleare.

Fortunatamente la sorgente è stata successivamente osservata con una configurazione mista del VLA (23 Luglio 1995), che ha permesso la risoluzione a piccole scale della sorgente. In quest'ultimo caso le dimensioni del *beam* sono  $2.4'' \times 1.2''$ .



**Figura 5.10:** Mappa radio NVSS e VLA a 1.4 GHz. Nella prima immagine, oltre ad essere riportati i contorni NVSS, in bianco è selezionata la regione nucleare NVSS con un diametro di ~ 42.9 kpc. L'immagine della mappa VLA è stata gentilmente fornita dal Dr. Carlo Stanghellini (Istituto di Radioastronomia - INAF).

In tabella 5.6 sono riportati le densità di flusso (di picco e totale) misurato nelle due osservazioni a 1.4 GHz.

Densità di Flusso picco (mJy)	Densità di Flusso totale (mJy)	Strumento
365	580	NVSS
195	331	VLA

**Tabella 5.6:** *Densità di flusso radio misurati dalle mappe radio NVSS e VLA a 1.4 GHz. L'incertezza sui flussi è di circa il 5%.  
Queste misure sono state gentilmente fornite dal Dr. Carlo Stanghellini (Istituto di Radioastronomia - INAF).*

# Capitolo 6

## Classificazione

La radiosorgente *IC 1531* è riportata nel catalogo *Fermi* come un possibile candidato Blazar senza una specifica classificazione. Si è proceduto con un'analisi delle caratteristiche della sorgente alle diverse lunghezze d'onda per determinare la classe di AGN a cui appartiene così da avere ulteriori indicazioni sulla natura dell'emissione osservata.

I risultati dell'analisi spettrale X e i dati *Fermi* indicano che *IC 1531* è un AGN di bassa potenza con emissione da getto risolto (in banda X) e non risolto (in banda gamma).

La maggior parte degli AGN *Radio loud* osservati da *Fermi* sono Blazar (dove il getto è orientato lungo la linea di vista dell'osservatore e l'emissione, probabilmente proveniente da una regione compatta che si muove a velocità relativistiche, viene spostata verso le lunghezze d'onda blu (*blueshift*) e amplificata). Oltre ai Blazar, è stato osservato anche un numero limitato di radio galassie, cosiddette sorgenti non allineate *Misaligned AGN (Radio loud)*, MAGN. In questo caso, la detezione in banda gamma è più sorprendente, nell'ambito del *Modello Unificato* degli AGN *Radio loud*, quando si considerano modelli radiativi con un'unica regione emittente. Con queste condizioni diventa interessante esplorare:

- 1) la validità dei modelli radiativi con un'unica regione emittente;
- 2) quanti AGN *Misaligned* sono osservati in banda gamma. Quest'ultimo aspetto sta diventando più rilevante ora, visto il largo numero di sorgenti non identificate presenti nel catalogo *Fermi-3FGL*<sup>1</sup>.

Infine avere un'idea della classificazione aiuterà ad orientare la modellizzazione della distribuzione spettrale d'energia, fornendo indicazioni generali sull'angolo d'inclinazione.

La classificazione della sorgente è stata investigata studiando le proprietà multi-banda della sorgente e confrontandole con quelle tipiche delle classi di radio galassie/galassie, tramite l'uso di diagrammi diagnostici.

---

<sup>1</sup><http://www.asdc.asi.it/fermi3fgl/> .

### Classificazione radio

Come è noto le radiogalassie di tipo FR I sono dominate dall'emissione della regione nucleare e del getto. Le FR II, invece, sono caratterizzate dalla presenza di brillanti *hot spots*. Sebbene la classificazione primaria tra FR I e FR II sia di tipo morfologico, ci si è accorti, in seguito, che a le differenze morfologiche corrispondevano ad una differenza in potenza radio in corrispondenza di una potenza di  $P_{178} \simeq 2 \times 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$  (sezione: 1.1.1). Lo studio di Owen and Ledlow [1994] ha marcato la dicotomia presente tra le FR I e le FR II mediante il diagramma con omonimo nome: questo mette in relazione la luminosità radio totale a 1.4 GHz ( $L_r$ ) con la magnitudine ottica ( $M_R$ ). Il risultato è che le galassie FR I e FR II occupano tendenzialmente due regioni differenti nel diagramma. Si è anche trovata una relazione empirica che lega le luminosità radio ( $L_r$ ) e ottica ( $L_{VS}$ ) seguendo la relazione  $L_r \propto L_{VS}^{1.7}$  (Owen and Ledlow [1994]).

A seguito di questa prima e fondamentale correlazione, sono stati svolti ulteriori studi su queste tipologie di galassie volte ad individuare i parametri fisici che governano la relazione fra le due luminosità: il legame tra la potenza radio e la potenza del getto ( $P_{\text{getto}}$ ) da una parte e fra la luminosità ottica della galassia e la massa del buco nero centrale ( $M_{BH}$ ) dall'altra. Questa ha permesso di trovare la relazione tra la potenza del getto e l'accrescimento<sup>2</sup> mediante  $L_{\text{getto}} \propto L_{\text{Edd}}$  (Ghisellini and Celotti [2001]). Per collocare IC 1531 nel diagramma di Owen and Ledlow [1994] si è stimata la potenza radio ( $P_{1.4}$ ) della sorgente, partendo dalla densità di flusso totale misurato  $S_{1.4} = 331 \text{ mJy}$  a 1.4 GHz dalla mappa VLA (sezione: 5.3):

$$P_{1.4} = 4\pi D_L^2(z) S_{1.4} (1+z)^{-(1+\alpha_{\text{radio}})} \quad \alpha_{\text{radio}} = 0.3^3 \quad (6.0.1)$$

Le magnitudini apparenti a  $[400 - 500] \text{ nm}$  ( $B$ ) e  $[600 - 750] \text{ nm}$  ( $R$ ) sono state ricavate dal catalogo Lauberts and Valentijn [1989]<sup>4</sup>, dove  $A_V$  indica l'estinzione

$B$	$R$	$A_V$
(mag)	(mag)	
13.67	12.09	0.06

<sup>2</sup>La luminosità di Eddington  $L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi c G m_p M_{BH}}{\sigma_T} \simeq 1.26 \cdot 10^{38} M/M_{\odot} \text{ erg s}^{-1}$  fornisce un limite superiore alla luminosità, che può generare il disco di accrescimento, oltre la quale la pressione di radiazione prevale sulla forza di gravità impedendo al buco nero di continuare ad accrescere materia. Questa quantità dipende dalla costante di gravitazione universale ( $G$ ), la massa del buco nero ( $M_{BH}$ ), la massa del protone ( $m_p$ ) e la sezione d'urto Thompson ( $\sigma_T$ ). Tale luminosità è strettamente legata al tasso di accrescimento sul buco nero ( $\dot{M}$ ) e all'efficienza con cui l'energia gravitazionale viene convertita in radiazione ( $\eta$ ):  $L_{\text{Edd}} = \eta \dot{M} c^2$ .

<sup>3</sup>Vollmer et al. [2010].

<sup>4</sup><http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR-4>

della radiazione ottica/ultravioletta dovuta alla presenza di polvere. Si è applica la correzione  $K(R)$ , che tiene conto delle fluttuazioni della luce (misurata in banda singola) andando dal sistema di riferimento della sorgente a quello dell'osservatore, alle magnitudini (De Propris et al. [2004]): considerate

$$K(R) = [-0.88 + 1.45 (B - R)] \frac{z}{1+z} - [2.88 + 0.48 (B - R)] \left( \frac{z}{1+z} \right)^2 \quad (6.0.2)$$

Dato il fattore di correzione che si determina ( $K(R) = 0.033$ ) è evidente che la galassia sia poco affetta da arrossamento. Si è proceduto con la stima della magnitudine assoluta in banda R ( $M_R$ ):

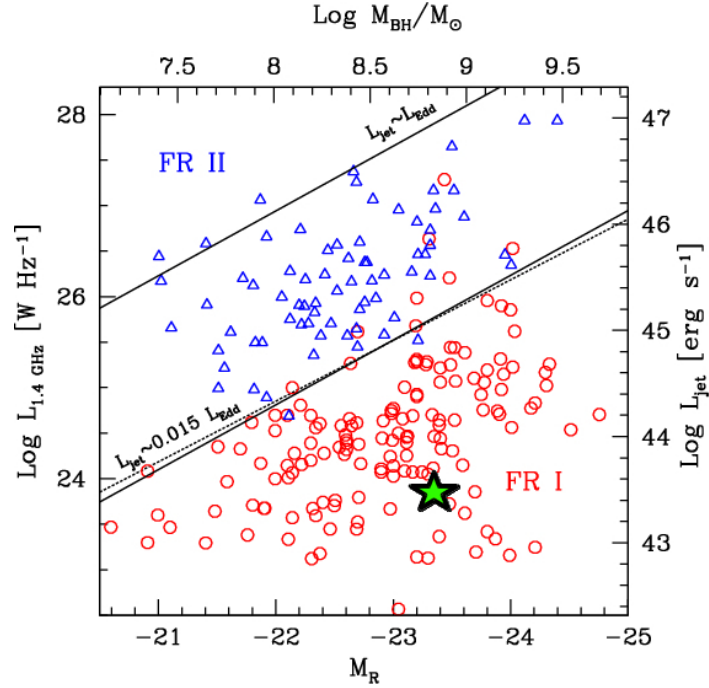
$$m_R - M_R = 5 \log D_{[pc]} - 5 + K(R) + A_V \quad (6.0.3)$$

Dai risultati ottenuti:

$$M_R = -23.37$$

$$P_{1.4} = 5.47 \cdot 10^{23} \text{ W/Hz}$$

si è potuto collocare la radio sorgente *IC 1531* nel diagramma  $L_r - M_R$  di *Owen e Ledlow*, nella formulazione proposta da *Ghisellini and Celotti [2001]*.



**Figura 6.1:** Individuazione di IC 1531 (stella verde) nel diagramma di Owen and Ledlow [1994]. Le rette continue rappresentano  $L_{\text{getto}}/L_{\text{Edd}}$  e la regione di separazione tra le due classi di AGN in corrispondenza di  $L_{\text{getto}} \sim 0.015 L_{\text{Edd}}$  trovate da Ghisellini and Celotti [2001], la linea tratteggiata indica la divisione trovata inizialmente da Owen and Ledlow [1994].

Da questo diagramma sono riconoscibili le diverse correlazioni trovate per le radiogalassie FR I e FR II: se si tracciano rette  $L_{\text{getto}}/L_{\text{Edd}}$ , si trova che la retta di separazione tra le FR I e le FR II coincide con  $L_{\text{getto}} \sim 0.015 L_{\text{Edd}}$ . Inoltre il diagramma in figura 6.1 riporta nell'ascissa superiore la dipendenza dalla massa del buco nero centrale ( $M_{\text{BH}}$ ) calcolata in funzione della magnitudine assoluta in banda R (McLure and Dunlop [2001]),

$$\text{Log}(M_{\text{BH}}/M_{\odot}) = -0.62(\pm 0.08)M_{\text{R}} - 5.41(\pm 1.75) \quad (6.0.4)$$

questa, se si mette in relazione con la luminosità radio a 1.4 GHz, sembra indicare che le FR I tendono ad essere sistematicamente associate con i buchi neri più massicci (Ghisellini and Celotti [2001]).

I risultati ottenuti con l'equazione 6.0.4 risultano in accordo con quelli ottenuti mediante la relazione proposta da Marconi and Hunt [2003]. Quest'ultima lega la massa del buco nero ( $M_{\text{BH}}$ ) con la luminosità infrarossa del nucleo (*bulge*) della galassia ospite mediante la seguente relazione:

$$\text{Log}(M_{\text{BH}}/M_{\odot}) = 8.08(\pm 0.10) + 1.21(\pm 0.13) \cdot (\text{Log}(L_{\text{K},\text{bulge}}/L_{\odot,\text{K}}) - 10.9) \quad (6.0.5)$$



dove  $L_{K,bulge}$  è la luminosità di *bulge* in banda K ed è stata stimata a partire dalla magnitudine in banda K ( $m_K = 11.51 \text{ mag}$  a  $1.388 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ ) riportata nel catalogo *Two Micron All Sky Survey (2MASS)*<sup>5</sup>. Si è quindi calcolata una luminosità<sup>6</sup>  $L_K = 3.91 \cdot 10^{43} L_{\odot,K}$ .

Di seguito sono riportate le masse di buco nero stimati con i due metodi proposti:

	$\text{Log}(M_{BH}/M_{\odot})$	equazione di riferimento
$M_R = -23.37$	9.1	(6.0.4)
$\text{Log}(L_{K,bulge}/L_{\odot,K}) = 11.68$	9.0	(6.0.5)

**Tabella 6.1:** Nella prima colonna sono riportati i parametri iniziali da cui sono state stimate le masse del buco nero (riportate nella seconda colonna).

Le masse trovate sono consistenti tra di loro. Inoltre, dalla collocazione di *IC 1531* nel diagramma riportato in figura 6.1 si osserva che la potenza del getto è dell'ordine di  $10^{43-44} \text{ erg s}^{-1}$ . Questa quantità verrà stimata in maniera più accurata nella sezione dedicata allo studio dello studio del getto a larga scala (sezione: 8).

### Classificazione in banda infrarossa

È stato verificato che le diverse tipologie di galassie e AGN occupano regioni ben definite nel diagramma colore-colore basato sulle magnitudini infrarosse a 3.4, 4.6 e 1.2  $\mu\text{m}$ . In particolare si è osservata una netta distinzione tra le sorgenti a seconda che l'emissione sia o meno dominata dalla componente termica. Le sorgenti con emissione non termica tendono a collocarsi in una regione, ben definita, detta *Wise Blazar strip (WBS)*. Questa è usata come indicatore diagnostico per l'identificazione dei candidati Blazar (Massaro et al. [2011]).

Dalle magnitudini *WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer)* riportate in tabella 6.2, estratte dal catalogo *NASA/IPAC Infrared Science Archive*<sup>7</sup>, sono stati ottenuti i seguenti indici di colore:

$$w1 - w2 = 0.031$$

$$w2 - w3 = 1.288$$

<sup>5</sup><http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/2mass.html>.

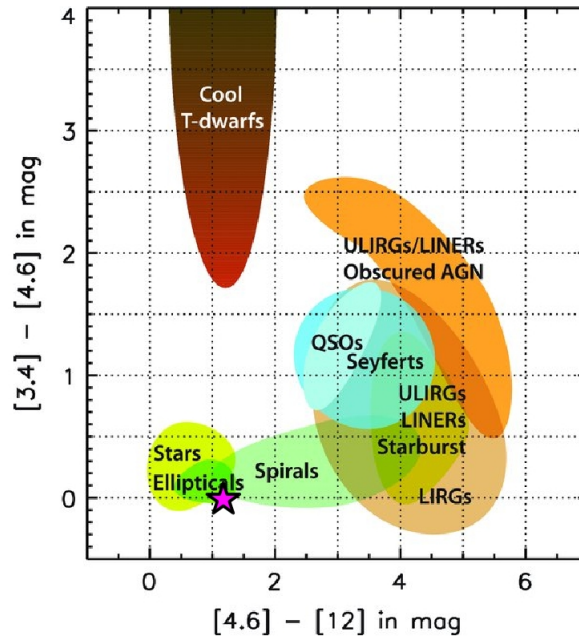
<sup>6</sup> $L_{\odot,K} = 0.82 \cdot 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  (Li et al. [2011]).

<sup>7</sup><http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/wise.html>.

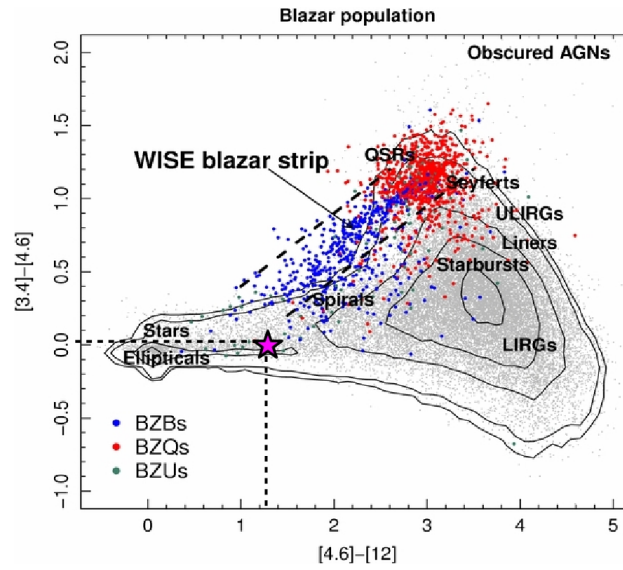
	Frequenza ( $\mu m$ ) (1)	Magnitudine (mag) (2)	Errore Magnitudine (mag) (3)
$w1$	3.4	10.42	0.02
$w2$	4.6	10.39	0.02
$w3$	12	9.10	0.03
$w4$	22	7.01	0.01

**Tabella 6.2:** (1) Frequenza a cui sono state misurate le magnitudini WISE; (2) Magnitudine misurata; (3) Errore sulla magnitudine.

con i quali si è collocata IC 1531 nel diagramma colore-colore di WISE (figura: 6.3).



**Figura 6.2:** Diagramma colore-colore WISE. Nell'immagine sono segnate le principali regioni in cui dominano le diverse classi di AGN e tipologie di galassie (Wright et al. [2010]). La posizione di IC 1531 è segnata con la stella magenta.



**Figura 6.3:** Diagramma colore-colore WISE. L'immagine evidenzia la regione denominata come *Blazar strip* (Massaro et al. [2011]. BZB: BL Lac, BZQ: Flat Spectrum Radio Quasars, BZU: Blazar con classificazione incerta). Anche in questo caso la posizione di IC 1531 è riportata con la stella magenta.

Si può osservare che IC 1531 rientra nella regione dove dominano le ellittiche. Dalla seconda immagine presente in figura 6.3 risulta evidente la vicinanza delle sorgenti BL Lac e la presenza di Blazar con classificazione incerta nella regione dove si colloca IC 1531. La posizione di IC 1531 nel diagramma colore-colore infrarosso sembrerebbe favorire una sua classificazione nella classe delle radio galassie osservate da *Fermi* e definite come *Misaligned*<sup>8</sup>.

### Classificazione in banda gamma

Una separazione fra le diverse classi di AGN *Radio loud* che sono state osservate in banda gamma con il satellite *Fermi* sembra essere presente anche quando si considera la loro posizione nei diagrammi dove la luminosità gamma è messa in relazione rispettivamente con l'indice spettrale gamma e la luminosità radio. Lo studio dell'indice spettrale ( $\Gamma_\gamma$ ) in funzione della luminosità gamma ( $L_\gamma$ ) tra  $[1 - 100]$  GeV delinea diverse regioni dominate dalle diverse classi di AGN. Il confronto tra la luminosità radio e gamma evidenzia la presenza, anche alle alte energie, di una *Blazar strip* che viene affiancata da una "fascia" parallela in cui trovano collocazione le radio galassie.

Utilizzando i dati riportati nel catalogo *Fermi-3FGL* (tabella: 6.3) per l'emissione

<sup>8</sup>Si ritiene che i BL Lac e i FSRQ rappresentino la controparte allineata su piccoli angoli di vista, rispettivamente, delle radio galassie FRI e FRII, identificate come *Misaligned* (sezione: 1.3.2).

$$\begin{array}{c|c}
 F_{\gamma} [ph\,cm^{-2}\,s^{-1}] & (2.77 \pm 0.62) \cdot 10^{-10} \\
 \Gamma_{\gamma} & 2.3 \pm 0.1
 \end{array}$$

**Tabella 6.3:** Parametri per determinare la luminosità ai raggi gamma. Il flusso e l'indice spettrale ( $\Gamma_{\gamma}$ ) sono stati presi dal catalogo Fermi.

gamma di IC 1531 integrata sui primi quattro anni d'osservazione, si è convertito il flusso d'energia nella banda  $[1 - 100]$  GeV, mediante la formula:

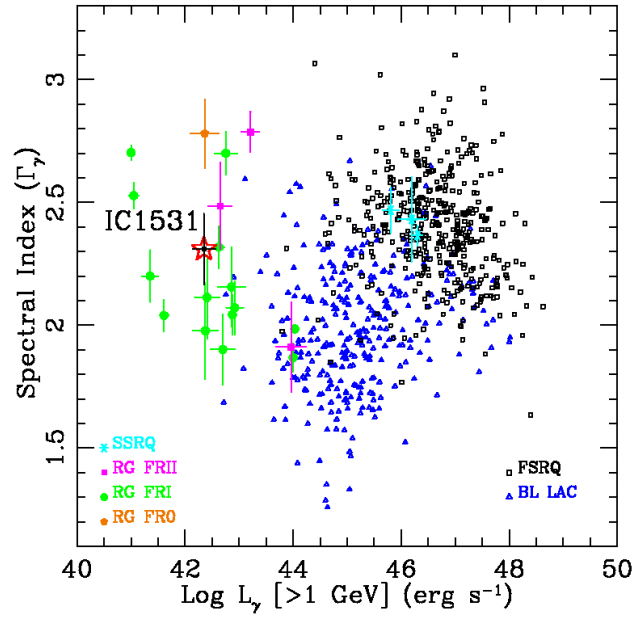
$$F_{1GeV} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} k \cdot E \cdot \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} dE \quad [GeV\,cm^{-2}\,s^{-1}] \quad (6.0.6)$$

dove  $k$  è il fattore di normalizzazione ricavato dall'equazione precedente. Dal flusso ottenuto si è potuta ricavare la luminosità ad 1 GeV mediante:

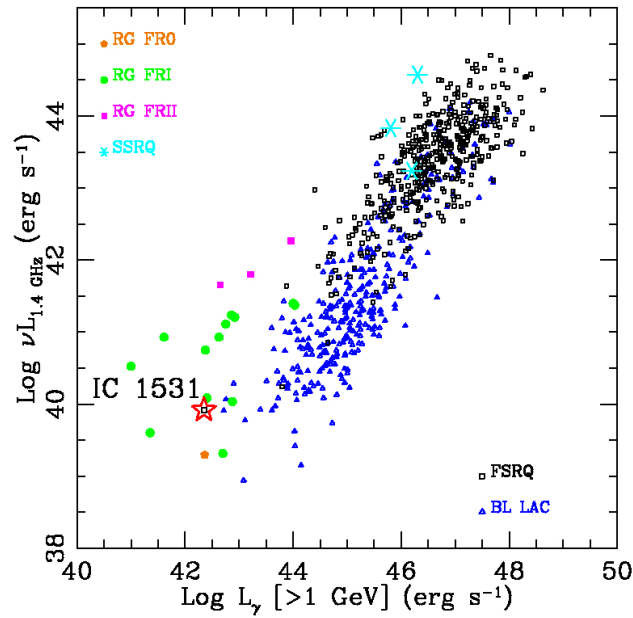
$$L_{1GeV} = 4\pi \cdot D_{L[cm]}^2 \cdot F_{1GeV} \quad (6.0.7)$$

Questa risulta essere, espressa in logaritmo, pari a  $\log L_{1GeV} [erg/s] = 42.3 \pm 0.2$ . Il logaritmo della luminosità radio misurata a 1.4 GHz, invece, è  $\log L_R [erg/s] = 39.9$ . Con i dati ottenuti si è potuto collocare la sorgente IC 1531 nei diagrammi  $\Gamma_{\gamma} - \log L_{>1GeV}$  e  $\log \nu L_R - \log L_{>1GeV}$ .

Nel diagramma  $\Gamma - \log L_{>1GeV}$  (Figura: 6.4) si possono riconoscere diverse regioni occupate dalle diverse classi di AGN. In particolare si osserva che IC 1531, nel diagramma  $\log \nu L_R - \log L_{>1GeV}$  (Figura: 6.5) si trova in una regione prevalentemente occupata da FRI, ma confinante con la regione dove si trovano i BL Lac a bassa luminosità radio e gamma, come già osservato dal diagramma WISE. Inoltre quanto trovato risulta sostanzialmente in accordo con quanto osservato precedentemente nello studio del diagramma di Owen and Ledlow [1994].



**Figura 6.4:** Relazione tra l'indice spettrale ( $\Gamma_\gamma$ ) delle sorgenti Blazar e non-Blazar e la luminosità ad energie maggiori di 1 GeV ( $L_{1\text{GeV}}$ ). La stella rossa identifica IC 1531.



**Figura 6.5:** Nell'immagine è riportato l'andamento della luminosità radio in funzione della luminosità gamma ( $L_{1\text{GeV}}$ ). La stella rossa identifica IC 1531.

## 6.1 Risultati dello studio di classificazione

Lo studio delle proprietà di *IC 1531* nelle bande energetiche radio, infrarosso e gamma, mette in evidenza che:

- la potenza radio ( $P_{1.4} = 6.4 \cdot 10^{23} \text{ W/Hz}$ ) e una magnitudine assoluta in banda R ( $M_R = -23.4$ ) sono tipiche delle radiogalassie *Radio loud* di bassa potenza;
- le relazioni fra l'AGN e la galassia ospite indicano una massa del buco nero che alimenta l'AGN di  $\text{Log}(M_{BH}/M_{\odot}) \simeq 9$ ;
- la posizione di *IC 1531* nel diagramma colore-colore ottenuto dalle osservazioni WISE conferma che l'emissione infrarossa è dominata dalla componente termica prodotta dalla galassia ospite, a differenza di quanto tipicamente osservato per i Blazar, dove domina l'emissione non termica del getto;
- lo studio, sia dell'emissione infrarossa che dell'emissione gamma, indica che la sorgente non è un Blazar favorendo, invece, una potenziale classificazione della radio sorgente come oggetto di transizione fra le FR I e i BL Lac.

I seguenti risultati suggeriscono la possibile classificazione di *IC 1531* come una AGN *Radio loud* di tipo *Misaligned*/FR I, con un buco nero centrale di  $\sim 10^9 M_{\odot}$  e l'emissione nel vicino infrarosso dominata dalla galassia ellittica che la ospita.

# Capitolo 7

## Regione nucleare

Un modo efficace di investigare l'emissione del getto consiste nel modellare la distribuzione spettrale di energia (*Spectral Energy Distribution, SED*) di ogni componente radiativa e confrontare i dati con diversi modelli radiativi. Questo metodo fornisce indicazioni sulla natura dell'emissione del getto, sui suoi parametri fisici (dimensioni e velocità della regione emittente, intensità del campo magnetico) e sulla sua potenza radiativa e cinetica. Date le diverse assunzioni effettuate sui meccanismi d'emissione, sulle dimensioni della regione emittente, sulla distribuzione degli elettroni e sulle condizioni del campo magnetico, le potenze calcolate sono a tutti gli effetti dei limiti inferiori.

Nei seguenti paragrafi si procede con il descrivere i passaggi per costruire la SED con particolare attenzione alle fonti da cui sono stati tratti i dati; inoltre si discutono le proprietà del modello assunto e i metodi a cui si è ricorso per determinare i parametri utilizzati nella costruzione del modello. La parte finale del capitolo si concentra sulla presentazione e discussione dei risultati della modellizzazione della SED di IC 1531. Infine viene fornita una stima della potenza del getto in funzione delle proprietà fisiche di quest'ultimo.

## 7.1 Dati da archivi e letteratura

In tabella 7.1 sono riportati i flussi, dalla banda radio fino all'infrarosso (IR), trovati in letteratura ed usati per costruire la SED della regione nucleare di IC 1531.

Frequenza (Hz)	Flusso ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ )	Errore Flusso ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ )	Risoluzione angolare	Referenze
$7.4 \times 10^{07}$	$9.3 \times 10^{-16}$	$1.1 \times 10^{-16}$	80"	VLSS
$4.08 \times 10^{08}$	$3.1 \times 10^{-15}$	$0.2 \times 10^{-15}$	3'	Large et al. [1991]
$8.43 \times 10^{08}$	$3.8 \times 10^{-15}$	$0.1 \times 10^{-15}$	-	Mauch et al. [2003]
$1.4 \times 10^{09}$	$5.4 \times 10^{-15}$	$0.2 \times 10^{-15}$	45"	NVSS
$1.47 \times 10^{09}$	$3.4 \times 10^{-15}$	-	1"	van Gorkom et al. [1989]*
$2.7 \times 10^{09}$	$13.0 \times 10^{-15}$	$0.5 \times 10^{-15}$	8'	Shimmins and Bolton [1974]
$5 \times 10^{09}$	$17.5 \times 10^{-15}$	$1 \times 10^{-15}$	8'	"
$2.3 \times 10^{09}$	$3.0 \times 10^{-15}$	-	90mas	Slee et al. [1994]*
$4.8 \times 10^{09}$	$1.4 \times 10^{-14}$	-	5"	" *
$4.9 \times 10^{09}$	$1.1 \times 10^{-14}$	-	VLA	" *
$8.4 \times 10^{09}$	$2.4 \times 10^{-14}$	-	27mas	" *
$5 \times 10^{09}$	$15.7 \times 10^{-15}$	$0.8 \times 10^{-15}$	10.8"x10.8"	Murphy et al. [2010]
$8 \times 10^{09}$	$2.2 \times 10^{-14}$	$0.1 \times 10^{-14}$	10.8"x10.8"	"
$2 \times 10^{10}$	$4.4 \times 10^{-14}$	$0.2 \times 10^{-14}$	10.8"x10.8"	"
$1.499 \times 10^{11}$	$2.2 \times 10^{-13}$	$0.4 \times 10^{-13}$	27.5"	Knapp and Patten [1991]
$2.306 \times 10^{11}$	$2.9 \times 10^{-13}$	$0.6 \times 10^{-13}$	19.5"	"
$2.725 \times 10^{11}$	$2.4 \times 10^{-13}$	$0.4 \times 10^{-13}$	18.5"	"
$3.747 \times 10^{11}$	$9.9 \times 10^{-13}$	$1.6 \times 10^{-13}$	17"	"
$2.998 \times 10^{12}$	$1.4 \times 10^{-11}$	$0.5 \times 10^{-13}$	3.5'	Knapp et al. [1990]

**Tabella 7.1:** In tabella sono riportati i flussi radio e i flussi infrarossi in  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ , reperiti dagli articoli presenti in letteratura. Per ogni dato sono stati riportati frequenza, errore sul flusso (laddove era presente), risoluzione angolare dello strumento e referenze. I flussi relativi ai cataloghi VLSS e NVSS sono stati reperiti ai seguenti siti:

<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/radio-catalog/vlss.html>

<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/radio-catalog/nvss.html>

\* Flussi usati per lo studio della regione nucleare.



I flussi presentati in tabella 7.2 sono stati ottenuti dalle magnitudini riportate negli archivi elencati di seguito mediante le relazioni presentate nei rispettivi articoli di calibrazione delle osservazioni a grande campo (*survey*)<sup>1</sup> e corretti successivamente per l'estinzione e il colore ricorrendo alla calibrazione presentata in Cardelli et al. [1989].

I principali archivi utilizzati per la ricerca sono:

- l'archivio delle missioni infrarosso e submillimetriche della NASA, incluse *survey* a grande area e di tutto il cielo, *IRSA - NASA/IPAC Infrared Science Archive*<sup>2</sup>. Da questo archivio sono state ottenute le magnitudini infrarosse:
  - nelle tre bande di colore J ( $1.235\mu\text{m}$ ), H ( $1.662\mu\text{m}$ ) e Ks ( $2.159\mu\text{m}$ ) presenti nella seconda revisione del catalogo delle sorgenti puntiformi (*Point Source Catalog - PSC*) e del catalogo delle sorgenti estese (*Extended Source Catalog - XSC*) presenti nella *survey Two Micron All Sky Survey (2MASS)*;
  - alle lunghezze d'onda 3.4, 4.6, 12 e  $22\mu\text{m}$  presenti nel catalogo *ALLWISE* della *survey Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE)*.
- *VizieR Service*<sup>3</sup>: fornisce accesso ad un'ampia libreria di cataloghi astronomici pubblicati e tabelle di dati disponibili on line organizzati in database. Da qui sono stati estratti i dati nelle bande infrarosso e ultravioletto:
  - presenti nel catalogo *Deep Near-Infrared Southern Sky Survey (DENIS)*. Le informazioni relative al catalogo e alle calibrazioni sono presenti nell'articolo Fouqué et al. [2000];
  - estratti dalla *survey AAVSO Photometric All Sky Survey (APASS)*<sup>4</sup> (Henden et al. [2016]) di "connessione" tra il catalogo fotometrico *Tycho2* e la *survey* fotometrica e spettrografica *Sloan Digital Sky Survey (SDSS)*.
  - raccolti dal telescopio spaziale *Galaxy Evolution Explorer (GALEX)*<sup>5</sup>.
- il centro di archiviazione operazioni scientifiche multi-missione *ASI Science Data Center (ASDC)*<sup>6</sup>. Questo rende disponibile un sistema di elaborazione dati fornendo supporto a diverse missioni spaziali scientifiche alle alte energie, tra cui quelle effettuate dai satelliti *Swift* e *Fermi*.

---

<sup>1</sup>Referenze per la calibrazione e conversione delle magnitudini in flusso. 2MASS: Cohen et al. [2003], AAVSO: Fukugita et al. [1996], DENIS: Fouqué et al. [2000], WISE: Wright et al. [2010], GALEX: <http://asd.gsfc.nasa.gov/archive/galex/>.

<sup>2</sup><http://irsa.ipac.caltech.edu/about.html>.

<sup>3</sup><http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>.

<sup>4</sup><https://www.aavso.org/apass>.

<sup>5</sup>Bianchi et al. [2011].

<sup>6</sup><http://www.asdc.asi.it/>.

Frequenza (Hz)	Flusso ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ )	Errore Flusso ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ )	Risoluzione angolare	Referenze
$2.418 \times 10^{14}$	$3.0 \times 10^{-11}$	$0.1 \times 10^{-11}$	2''	<i>J-PSC(2MASS)</i>
$1.806 \times 10^{14}$	$3.1 \times 10^{-11}$	$0.1 \times 10^{-11}$	2''	<i>H-PSC(2MASS)</i>
$1.388 \times 10^{14}$	$2.3 \times 10^{-11}$	$0.1 \times 10^{-11}$	2''	<i>Ks-PSC(2MASS)</i>
$2.418 \times 10^{14}$	$23.0 \times 10^{-11}$	$0.2 \times 10^{-11}$	2''	<i>J-XSC(2MASS)</i>
$1.806 \times 10^{14}$	$19.2 \times 10^{-11}$	$0.4 \times 10^{-11}$	2''	<i>H-XSC(2MASS)</i>
$1.388 \times 10^{14}$	$12.8 \times 10^{-11}$	$0.3 \times 10^{-11}$	2''	<i>Ks-XSC(2MASS)</i>
$3.656 \times 10^{14}$	$3.0 \times 10^{-11}$	$0.1 \times 10^{-11}$	1''	<i>I (DENIS)</i>
$2.398 \times 10^{14}$	$3.5 \times 10^{-11}$	$0.2 \times 10^{-11}$	3''	<i>J (DENIS)</i>
$1.394 \times 10^{14}$	$2.4 \times 10^{-11}$	$0.2 \times 10^{-11}$	3''	<i>K (DENIS)</i>
$6.246 \times 10^{14}$	$4.31 \times 10^{-11}$	$0.05 \times 10^{-11}$	-	<i>g (AAVSO)</i>
$4.797 \times 10^{14}$	$6.9 \times 10^{-11}$	$0.2 \times 10^{-11}$	-	<i>r (AAVSO)</i>
$3.893 \times 10^{14}$	$8.0 \times 10^{-11}$	$0.3 \times 10^{-11}$	-	<i>i (AAVSO)</i>
$8.817 \times 10^{13}$	$18.6 \times 10^{-12}$	$0.4 \times 10^{-12}$	6.1''	<i>w1 (WISE)</i>
$6.517 \times 10^{13}$	$7.8 \times 10^{-12}$	$0.1 \times 10^{-12}$	6.4''	<i>w2 (WISE)</i>
$2.498 \times 10^{13}$	$18.2 \times 10^{-13}$	$0.5 \times 10^{-13}$	6.5''	<i>w3 (WISE)</i>
$1.363 \times 10^{13}$	$17.9 \times 10^{-13}$	$0.1 \times 10^{-13}$	12.0''	<i>w4 (WISE)</i>
$1.947 \times 10^{15}$	$1.2 \times 10^{-12}$	$0.2 \times 10^{-12}$	4''	<i>FUV (GALEX)</i>
$1.292 \times 10^{15}$	$2.6 \times 10^{-12}$	$0.2 \times 10^{-12}$	6''	<i>NUV (GALEX)</i>

**Tabella 7.2:** In tabella sono riportati i flussi infrarosso e ultravioletto, in  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ , ottenuti dagli archivi pubblici. Per ogni dato sono stati riportati frequenza, errore sul flusso (laddove era presente), risoluzione angolare dello strumento e catalogo da cui è stato tratto.

Nella tabella 7.3, sono riportati i flussi  $\gamma$  ottenuti mediante l'applicazione per costruire la SED (SED builder v 3.2) di ASDC<sup>7</sup>. I dati riportati appartengono

<sup>7</sup><http://www.asdc.asi.it/>

a revisioni successive del catalogo *Fermi*:

- *Fermi2FGL*, è il secondo catalogo *Fermi*. In questo catalogo sono raccolte le sorgenti osservate dal satellite nei primi 24 mesi di attività<sup>8</sup>;
- *Fermi3FGL*, è il terzo catalogo *Fermi* delle sorgenti osservate dal satellite *Fermi* tra 100 MeV e 300 GeV dal 4 Agosto 2008 al 31 Luglio 2012 ( *Fermi-LAT Collaboration* Fermi-LAT Collaboration et al. [2015]).

Frequenza (Hz)	Flusso ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ )	Errore Flusso ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ )	Referenze
$4.84 \times 10^{22}$	$< 1.6 \times 10^{-12}$	0	Fermi2FglLC*
$1.452 \times 10^{23}$	$< 1.9 \times 10^{-12}$	0	Fermi2FglLC*
$1.452 \times 10^{24}$	$< 1.1 \times 10^{-12}$	0	Fermi2FglLC*
$1.452 \times 10^{25}$	$< 1.3 \times 10^{-12}$	0	Fermi2FglLC*
$2.42 \times 10^{23}$	$2.5 \times 10^{-12}$	$1.1 \times 10^{-12}$	Fermi2FglLC
$4.84 \times 10^{23}$	$1.3 \times 10^{-12}$	$0.4 \times 10^{-12}$	Fermi2FglLC
$4.84 \times 10^{22}$	$9.0 \times 10^{-13}$	$4.9 \times 10^{-13}$	Fermi3FGL
$1.452 \times 10^{23}$	$6.6 \times 10^{-13}$	$2.4 \times 10^{-13}$	Fermi3FGL
$4.84 \times 10^{23}$	$5.3 \times 10^{-13}$	$1.9 \times 10^{-13}$	Fermi3FGL
$1.452 \times 10^{24}$	$2.7 \times 10^{-13}$	$1.7 \times 10^{-13}$	Fermi3FGL
$1.452 \times 10^{25}$	$1.2 \times 10^{-13}$	$0.9 \times 10^{-13}$	Fermi3FGL

**Tabella 7.3:** *Flussi X e gamma ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ), con relativi errori, estratti dal catalogo ASDC. Per ogni dato riportato in tabella è stato segnata la frequenza a cui è stato misurato il flusso ed il catalogo da cui è stato estratto.*

\* Limiti superiori dei flussi presenti nel secondo catalogo *Fermi*.

### Dati in banda X per la SED

I seguenti dati sono stati ottenuti dallo spettro estratto dalla regione **Core**, di cui è stata presentata l'analisi nel capitolo precedente 5.1.1.

Si è osservato che sopra  $\sim 1 \text{ keV}$  il contributo dell'emissione termica risulta trascurabile, per questa ragione si è deciso di escludere i dati sotto  $1 \text{ keV}$ .

<sup>8</sup><http://fermi.gsfc.nasa.gov>

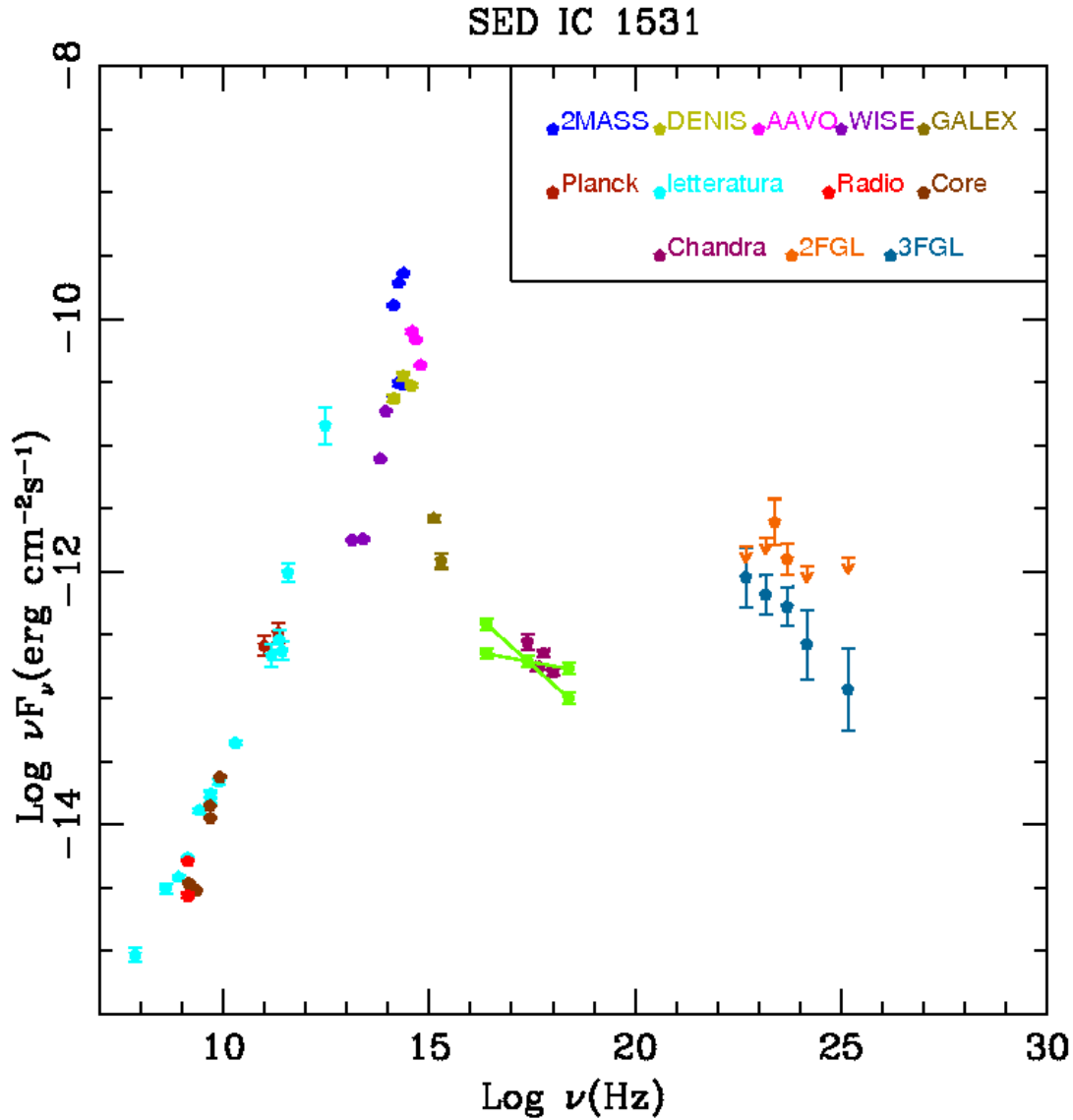
Con XSPEC sono stati raggruppati nuovamente i conteggi in modo da avere cinque *bin* energetici compresi tra 1 *keV* e 5 *keV* assunti essere rappresentativi dell'emissione non termica. I flussi ottenuti sono riportati in tabella 7.4.

Frequenza (Hz)	Flusso ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ )	Errore Flusso ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ )
$2.418 \times 10^{17}$	$2.8 \times 10^{-13}$	$0.4 \times 10^{-13}$
$3.883 \times 10^{17}$	$1.8 \times 10^{-13}$	$0.1 \times 10^{-13}$
$4.607 \times 10^{17}$	$1.8 \times 10^{-13}$	$0.1 \times 10^{-13}$
$5.966 \times 10^{17}$	$2.3 \times 10^{-13}$	$0.1 \times 10^{-13}$
$1.013 \times 10^{18}$	$1.6 \times 10^{-13}$	$0.1 \times 10^{-13}$

**Tabella 7.4:** *Flussi estratti dallo spettro Core tra [1 – 5] keV in modo da avere i dati relativi al getto alle piccole scale (< pc).*

### 7.1.1 Distribuzione spettrale di energia

La SED è stata costruita con i dati riportati nelle tabelle 7.1, 7.2, 7.3 e 7.4. A questi sono stati aggiunte le densità di flusso di picco misurate dalla mappa radio VLA a 1.4 *GHz* (tabella: 5.6) e i flussi misurati a 100 *GHz* e 217 *GHz* con il satellite *Planck*, associati alla sorgente IC 1531 durante lo studio dell'emissione gamma (sezione: 5.2):  $F_{100 \text{ GHz}} = 2.59 \cdot 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  e  $F_{217 \text{ GHz}} = 3.27 \cdot 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . In figura 7.1 è riportata la SED costruita con questi dati.



**Figura 7.1:** *Spectral Energy Distribution (SED) di IC 1531. I flussi sono riportati indicandoli con il nome della referenza presente nelle tabelle. In verde sono rappresentate le incertezze calcolate sul flusso monocromatico  $X$  tenendo conto dell'indice spettrale ( $\Gamma_X = 2.2$ ) e della sua normalizzazione ( $n_\Gamma = 6.7 \cdot 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ ) trovati con l'analisi  $X$  della regione nucleare.*

È da notare che i flussi multi-banda riportati nelle tabelle sono stati presi a diverse risoluzioni angolari e in diversi periodi. Questo rappresenta un potenziale problema, tuttavia l'analisi dei dati  $X$  e gamma (Capitolo: 7) non ha evidenziato fenomeni di forte variabilità nel nucleo. La SED presenta due picchi visibili tipicamente nelle SED dei Blazar. I dati relativi al primo picco sono consistenti con una

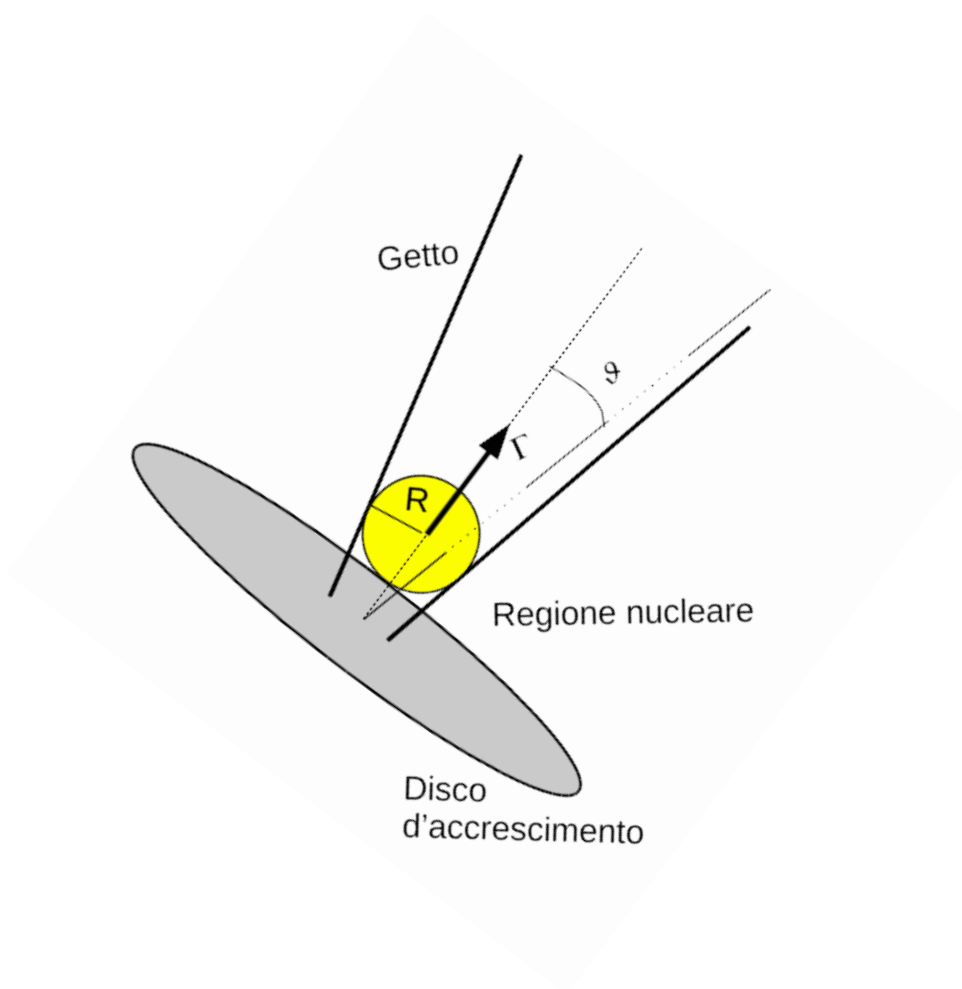
componente di sincrotrone che si estende fino alla banda X. In base ai flussi misurati si può collocare il picco di sincrotrone in corrispondenza di una frequenza  $\nu_s \sim 10^{13} \text{ Hz}$ . Inoltre, sebbene risulti meno evidente, si può individuare la frequenza del picco alle alte energie a circa  $\nu_{IC} \sim 10^{20} \text{ Hz}$ . Il flusso dei due picchi appare sostanzialmente dello stesso ordine di grandezza ( $\nu F_\nu \lesssim 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), al più dominato leggermente dalla componente a più basse energie similmente alle SED delle sorgenti allineate di bassa potenza (Fossati et al. [1998]). Inoltre è evidente un eccesso dei flussi misurati in banda infrarossa e ultravioletto (tabella: 7.2) rispetto all'andamento del primo picco della SED. Considerando che la sorgente in studio è di bassa potenza e si trova a basso *redshift* ( $z = 0.026$ ), si può ipotizzare che i flussi misurati a queste lunghezze d'onda siano associati alla galassia ospite. Indicazioni a riguardo sono state fornite dai risultati dello studio delle magnitudini WISE (presentate nel capitolo sulla classificazione della sorgente: 6). Pertanto l'emissione dall'infrarosso fino all'ottico è dominata dalla galassia. Infatti, come è illustrato nella sezione successiva, quest'emissione è ben descritta da uno spettro composito, derivato da un campione di galassie ellittiche (Mannucci et al. [2001]). Alle basse energie, la SED, perciò, risulta dominata dall'emissione non termica di sincrotrone e dal contributo termico della galassia. Non si osserva il contributo dovuto all'emissione da corpo nero tipico del disco di accrescimento indicando che questa componente della sorgente presenta un'emissione debole con luminosità inferiori a quella stimata in banda ultravioletta:  $L_{disco} < 2.1 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ . Si è effettuata una selezione tra i flussi riportati in tabella 7.1, ottenuti dagli articoli di letteratura, dando preferenza a quelli con migliore risoluzione angolare per limitare il più possibile la contaminazione da parte di altre componenti della sorgente. Questi dati sono stati raggruppati sotto la nomenclatura "core". Nell'immagine (figura: 7.1) sono presenti anche i flussi radio e in banda X misurati per la regione nucleare discussi rispettivamente nelle sezioni 5.3 e 5.1.1.

## 7.2 Descrizione dei modelli

I principali processi di radiazione coinvolti nei getti relativistici sono l'emissione di sincrotrone e l'emissione da Compton inverso (sezione: 1.2). Si ritiene che l'emissione alle alte energie venga prodotta per Compton inverso (IC) dall'interazione tra gli elettroni relativistici e i fotoni prodotti dal getto stesso o dall'ambiente circostante. Per le sorgenti con emissione debole da parte del disco, il modello privilegiato è di tipo leptonico secondo il quale l'emissione alle alte energie ha origine da processi di Compton inverso dovuti all'interazione tra gli elettroni relativistici e i fotoni prodotti dal getto stesso o dall'ambiente circostante. Studi precedenti mostrano che la SED nucleare di radio sorgenti osservate in banda gamma e con un disco debole sono ben riprodotte utilizzando modelli di tipo *Synchrotron Self Compton* (SSC, si vedano Celotti and Ghisellini [2008] per i BL

Lac e Migliori et al. [2011] per il caso della radio sorgente NGC 6251). In questo caso i fotoni coinvolti nel processo di Compton Inverso sono quelli prodotti per sincrotrone.

Poichè l'emissione del disco di accrescimento di IC 1531 è relativamente debole ( $L_{disco} < 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ ), è ragionevole pensare che il contributo dominante al processo di Compton Inverso sia dato dai fotoni emessi per sincrotrone. Si è pertanto assunto un modello d'emissione di tipo sincrotrone-SSC per studiare l'emissione non termica prodotta dalla regione nucleare del getto dalla banda radio ai raggi  $\gamma$ . Il modello adottato assume la configurazione geometrica proposta in figura 7.2.



**Figura 7.2:** Rappresentazione schematica del modello adottato per descrivere l'emissione da parte della regione nucleare.

Si assume che l'emissione abbia origine da una regione sferica, compatta di dimensioni  $R \sim 0.1 z_{dist}$  (dove  $z_{dist}$  è la distanza della regione dal buco nero centrale ed  $R$  il raggio della regione emittente, Migliori et al. [2014]), in cui una singola

popolazione di elettroni è responsabile sia della componente spettrale alle basse energie, mediante processi di sincrotrone, sia della componente alle alte energie mediante Compton Inverso. La regione emittente si muove a piccoli angoli  $\vartheta$  rispetto alla linea di vista dell'osservatore con velocità relativistiche  $\Gamma$  (*bulk motion*) i cui effetti sono descritti dal fattore di *beaming*  $\delta = [\Gamma(1 - \beta \cos \vartheta)]^{-1}$  con  $\beta = \frac{v}{c}$ . Il campo magnetico e le particelle relativistiche presenti nel getto sono assunti avere una distribuzione omogenea. Per le particelle si assume una distribuzione a legge di potenza:

$$N(\gamma) = \begin{cases} K\gamma^{-p_1} & \gamma < \gamma_b \\ K\gamma_b^{p_2-p_1}\gamma^{-p_2} & \gamma > \gamma_b \end{cases} \quad (7.2.1)$$

dove  $K$  è la normalizzazione della distribuzione di energia degli elettroni e  $\gamma_b$  l'energia della distribuzione di elettroni espressa in termini di fattore di Lorentz (*gamma di break*). Questo corrisponde al cambio di pendenza della distribuzione ed è definito:

$$\gamma_b \simeq \left( \frac{v_{IC}}{v_s} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7.2.2)$$

La distribuzione è integrata sull'intervallo energetico  $[\gamma_{min} - \gamma_{max}]$  e assume le pendenze  $p_1$  per  $\gamma < \gamma_b$  e  $p_2$  per  $\gamma$  superiori a tale parametro.

Nei paragrafi successivi le grandezze nel sistema di riferimento della sorgente saranno indicate con un apice (es.  $L'$ ,  $B'$ ), mentre il simbolo semplice sarà utilizzato per il sistema di riferimento dell'osservatore.

Dalle misure ottenute sugli osservabili si sono ricavate le stime sui seguenti parametri, necessari per definire il modello:

- le dimensioni della regione emittente ( $R$ ), ricavate dall'analisi temporale dell'emissione ai raggi  $\gamma$  (sezione: 5.2.2);
- $\Gamma$  e  $\vartheta$ , stimati assumendo equipartizione tra le componenti (particelle e campo magnetico) e emissione da SSC;
- $\gamma_b$ , stimata dal rapporto delle frequenze di picco osservate sulla SED;
- $p_1$  e  $p_2$ , che descrivono la pendenza dei "bracci" della legge di potenza assunta per la distribuzione in energia degli elettroni, stimati rispettivamente dalle densità di flusso radio alle alte frequenze e dai risultati dello studio in banda X della regione in esame.

### Dimensioni della regione emittente

Secondo il principio di causalità, il quale afferma che il tempo di variabilità deve essere superiore al tempo impiegato dalla luce ad attraversare la regione responsabile dell'emissione affinché il segnale sia coerente, e assumendo che la regione responsabile dell'emissione sia unica e abbia forma sferica, si può ottenere



un limite superiore alle dimensioni della regione emittente mediante:

$$R \leq \frac{c\Delta t\delta}{1+z} \quad (7.2.3)$$

Come intervallo temporale,  $\Delta t$ , sono stati usati i tempi di variabilità stimati dallo studio delle curve di luce, presentato nella sezione di analisi temporale dell'emissione ai raggi  $\gamma$  (Capitolo: 5.2).

Così facendo è stato possibile stimare un limite superiore per le dimensioni della regione ( $R$ ) responsabile dell'emissione variabile osservata ai raggi  $\gamma$ , dove si è mantenuta la dipendenza dal fattore di *beaming* ( $\delta$ ):

$$\Delta t = 5 \text{ giorni} \longrightarrow R_{5gg} \leq 1.26 \cdot 10^{16} \delta \text{ cm}$$

$$\Delta t = 2 \text{ giorni} \longrightarrow R_{2gg} \leq 5 \cdot 10^{15} \delta \text{ cm}$$

### Distribuzione degli elettroni

Come trattato nella sezione 1.2 lo spettro di sincrotrone si assume essere prodotto da una legge di potenza il cui indice spettrale  $\alpha$  è legato all'indice della distribuzione degli elettroni mediante la relazione:  $\alpha = \frac{p-1}{2}$ . La SED presenta un cambio di pendenza dalla banda radio ai raggi X caratterizzato da un picco centrale ad una frequenza  $\nu_b \sim 10^{13} \text{ Hz}$ . Gli indici spettrali ( $p_1$  e  $p_2$ ), che descrivono la pendenza dei due bracci della legge di potenza, sono stati ricavati mediante le seguenti relazioni:

$$\alpha_1 = (p_1 - 1)/2 \quad (7.2.4)$$

$$\alpha_2 = (p_2 - 1)/2 \quad (7.2.5)$$

dove  $\alpha_1$  corrisponde alla pendenza della SED dalle frequenze radio fino al primo picco e  $\alpha_2$  alla pendenza dal picco fino ai raggi X. L'indice spettrale  $\alpha_1$  è stato stimato ricorrendo ai dati alle più alte frequenze radio, in quanto l'andamento della SED alle basse frequenze potrebbe essere determinato dall'autoassorbimento. Si è ricorso perciò alle densità di flusso misurate a  $\nu_1 = 2.3 \text{ GHz}$  ( $S_{2.3 \text{ GHz}} = 131 \text{ mJy}$ ) e  $\nu_2 = 8.4 \text{ GHz}$  ( $S_{8.4 \text{ GHz}} = 283 \text{ mJy}$ ) (Slee et al. [1994]), riportate in tabella 7.1, mediante la relazione:

$$\alpha_1 = \frac{\log_{10} \left( \frac{S_{2.3 \text{ GHz}}}{S_{8.4 \text{ GHz}}} \right)}{\log_{10} \left( \frac{\nu_1}{\nu_2} \right)} \quad (7.2.6)$$

Si è potuto così stimare un indice spettrale  $\alpha_1 = 0.6$  al quale corrisponde una pendenza della distribuzione degli elettroni  $p_1 \simeq 2.2$ . Si noti come i dati radio siano stati misurati con risoluzione angolare e sensibilità differenti. Per questo si

considera il valore dell'indice spettrale ottenuto come indicativo.

La pendenza del secondo braccio ( $p_2$ ) è definita da  $\alpha_2 = \Gamma_X - 1$ , dove  $\Gamma_X$  è l'indice in fotoni ( $\Gamma_X = 2.2$ ) ottenuto dall'analisi dell'emissione ai raggi X trattata nel capitolo 5.1.1. Si è stimata pertanto una pendenza del secondo braccio della distribuzione degli elettroni di  $p_2 = 3.4$

### Stima dell'intensità del campo magnetico

Stime indicative dell'intensità del campo magnetico, responsabile dell'emissione di sincrotrone, sono state ottenute mediante l'applicazione di due procedimenti complementari: inizialmente si sono utilizzate le formule presentate da Harris and Krawczynski [2002], che si rifanno allo studio illustrato per la prima volta da Pacholczyk [1970]. I risultati ottenuti in questo modo si riferiscono al campo magnetico nel sistema di riferimento dell'osservatore e mantengono la dipendenza dal fattore di *beaming* ( $\delta$ ). Per ottenere una stima di  $\delta$ , e ottenere dei valori indicativi per l'intensità del campo magnetico, si è ricorso al procedimento sulla stima del campo magnetico illustrato da Ghisellini [2013].

Il primo metodo per stimare l'intensità del campo magnetico ricorre alle proprietà della sorgente ricavate dagli osservabili (posizione, geometria, radiazione). Si è assunto che il sistema fosse in equilibrio e ci si è posti nelle seguenti condizioni:

- minima energia del sistema;
- equipartizione tra le componenti di campo magnetico e delle particelle.

Lo studio presentato da Harris and Krawczynski [2002] è stato effettuato assumendo una semplice legge di potenza per la distribuzione di energia degli elettroni. Visto che, come detto precedentemente, per la SED in esame è stata assunta una legge di potenza spezzata, il flusso ad una data frequenza  $S(\nu)$  assume la seguente forma:

$$S(\nu)d\nu = \begin{cases} N_{0-1}\nu^{-\alpha_1}d\nu & 10^7 < \nu_{[Hz]} < 10^{13} \\ N_{0-2}\nu_b^{\alpha_2-\alpha_1}\nu^{-\alpha_2}d\nu & 10^{13} < \nu_{[Hz]} < 10^{18} \end{cases} \quad (7.2.7)$$

dove  $N_{0-1}$  e  $N_{0-2}$  sono i fattori di normalizzazione relativi al rispettivo braccio della distribuzione descritta sopra e le frequenze su cui integrare lo spettro sono state definite dall'osservazione della SED. Dai flussi riportati nello studio di Slee et al. [1994], come illustrato nel paragrafo precedente 7.2, è stato stimato un indice spettrale  $\alpha_1 \simeq 0.6$  alle basse frequenze e un indice spettrale  $\alpha_2 = 1.2$  in banda X. I flussi calcolati nei due intervalli di frequenza sono stati utilizzati per derivare le relative luminosità osservate ( $L_s$ ), queste dipendono dalle luminosità intrinseche

mediante la seguente relazione:

$$L'_s = \frac{L_s}{\delta^4} = \frac{4\pi D_L^2}{\delta^4} [S(\nu)] \quad (7.2.8)$$

Dalla SED osservata ci si aspetta una luminosità di picco osservata,  $L'_s \simeq 1.1 \cdot 10^{43} \delta^{-4} \text{ erg s}^{-1}$ , consistente con le luminosità di sincrotrone integrate:

$$\begin{aligned} L'_{s-1} &\simeq 1.8 \cdot 10^{42} \delta^{-4} \text{ erg s}^{-1} \\ L'_{s-2} &\simeq 9.3 \cdot 10^{42} \delta^{-4} \text{ erg s}^{-1} \end{aligned}$$

Con le stime delle luminosità di sincrotrone e il volume ( $V'$ ) della regione, stimato dalle dimensioni ottenute dall'equazione 7.2.3, è stato possibile ottenere una prima indicazione sull'intensità del campo magnetico all'equipartizione utilizzando la formula riportata in Pacholczyk [1970]:

$$B'_{eq} = \left[ \frac{18.85 \cdot c_{12} \cdot (1 + \eta) L'_{s-i}}{\phi \cdot V'} \right]^{\frac{2}{7}} \quad (7.2.9)$$

dove  $\phi$  è il *filling factor*,  $\eta$  è il rapporto tra l'energia dei protoni e quella degli elettroni e  $c_{12}(\alpha, \nu_{min}, \nu_{max})$  è una costante il cui valore dipende dall'intervallo di frequenza  $[\nu_{min} - \nu_{max}]$  e dall'indice spettrale  $\alpha$  secondo la seguente espressione (Pacholczyk [1970]):

$$c_{12} = (2.37 \cdot 10^{-3})^{-1} (6.27 \cdot 10^{18})^{\frac{1}{2}} \frac{2\alpha - 2}{2\alpha - 1} \cdot \frac{\nu_{min}^{\frac{1-2\alpha}{2}} - \nu_{max}^{\frac{1-2\alpha}{2}}}{\nu_{min}^{1-\alpha} - \nu_{max}^{1-\alpha}} \quad (7.2.10)$$

Nell'intervallo di frequenza  $10^7 \text{ Hz} < \nu < 10^{13} \text{ Hz}$ , con l'indice spettrale  $\alpha_1 = 0.6$ , si è calcolata una costante dell'ordine di  $c_{12} \simeq 3.77 \cdot 10^6$ . Nel secondo intervallo ( $10^{13} \text{ Hz} < \nu < 10^{18} \text{ Hz}$ ,  $\alpha_2 = 1.2$ ) si è stimata una costante  $c_{12} \simeq 9.87 \cdot 10^4$ .

Come è possibile osservare dall'equazione 7.2.9, il campo magnetico dipende dal *filling factor* ( $\phi$ ), dalle dimensioni della regione emittente attraverso il volume ( $V'$ ), dalla luminosità di sincrotrone intrinseca e dal rapporto della quantità di energia dei protoni rispetto a quella degli elettroni ( $\eta$ ). Poichè  $B'_{eq} \propto L_s'^{\frac{2}{7}}$  ci si aspetta che un errore di un fattore 10, per esempio, sulla stima della luminosità si traduca in una sovrastima (o sottostima) sull'intensità del campo magnetico inferiore ad un fattore 2.

Più rilevante è un eventuale errore sulla stima delle dimensioni della regione emittente  $R'$ : questa entra con un fattore  $R'^3$  nel volume  $V'$  pertanto ci si aspettano errori maggiori sulla stima di  $B'_{eq}$  in corrispondenza di un errore sulla stima di

$R'$  (in questo caso un errore di un fattore 10 su  $R'$  si traduce come un errore di un fattore di  $10^3$  sul campo magnetico). Un ulteriore parametro che può influire sulla stima del campo magnetico è il fattore di *beaming*  $\delta$ . Dall'equazione 7.2.8 si osserva che questo fattore è presente nella luminosità intrinseca  $L'_s \propto \delta^{-4}$ , oltre che nelle dimensioni della regione (eq: 7.2.3)  $R' \propto \delta$ . In conclusione un errore di un fattore 10 nel determinare  $\delta$  può portare a delle una sovrastima (o sottostima) dell'ordine di un fattore 100 sul campo magnetico data la sua dipendenza dal fattore di *beaming*  $B'_{eq} \propto \delta^{-2}$ . Tuttavia si tratta di una stima ipotetica visto che un errore di un fattore 10 per il fattore di *beaming* sarebbe notevole, quindi la stima ottenuta sull'intensità del campo magnetico è da considerare solo indicativa. Assumendo una distribuzione uniforme del campo magnetico nella regione osservata, corrispondente ad un  $\phi = 1$ , e che il parametro  $\eta^9$  vari nell'intervallo  $[1 - 2000]$ , si ottengono i seguenti risultati:

$10^7 \text{ Hz} < \nu < 10^{13} \text{ Hz}$	$10^{13} \text{ Hz} < \nu < 10^{18} \text{ Hz}$
$2.6 \cdot \delta^{-2} < B'_{eq,5gg} [\text{G}] < 19.0 \cdot \delta^{-2}$	$1.5 \cdot \delta^{-2} < B'_{eq,5gg} [\text{G}] < 10.8 \cdot \delta^{-2}$
$5.8 \cdot \delta^{-2} < B'_{eq,2gg} [\text{G}] < 42.0 \cdot \delta^{-2}$	$6.9 \cdot \delta^{-2} < B'_{eq,2gg} [\text{G}] < 23.8 \cdot \delta^{-2}$

**Tabella 7.5:** *Stime dell'intensità del campo magnetico all'equipartizione, espresse in Gauss (G), ottenute nei due intervalli di frequenza presi in esame. Le quantità sono state stimate mediante il metodo illustrato nella sezione 7.2. Nella prima riga sono riportati i risultati ottenuti assumendo un tempo di variabilità di 5 giorni. Per i risultati della seconda riga si è assunto  $\Delta t = 2$  giorni. I limiti sono stati trovati assumendo inizialmente un getto composto da elettroni e positroni ( $\eta = 1$ ) e successivamente un getto caratterizzato da una forte componente protonica  $\eta = 2000$ .*

Le intensità del campo magnetico stimati nei due intervalli di frequenza presi in esame risultano consistenti. Lo studio appena presentato, però, lascia comunque espressa la dipendenza del campo magnetico dal fattore di *beaming*.

<sup>9</sup>La composizione dei getti (protoni, positroni, ecc..) è ancora oggetto di dibattito. Attualmente ci sono studi che supportano la presenza di una componente protonica (Celotti and Fabian [1993], Sikora and Madejski [2000], Celotti and Ghisellini [2008]). Generalmente si assume che  $\eta$  vari da 1, che corrisponde ad un getto composto da elettroni e positroni, fino a  $\eta = 2000$  dove l'energia dei protoni è molto più importante di quella degli elettroni.

Il secondo approccio adottato per studiare e stimare il campo magnetico, come è stato detto precedentemente, è quello spiegato nelle dispense di Ghisellini [2013]. In questo caso si è assunto che l'emissione alle alte energie sia dovuta al processo di SSC.

La densità di energia radiativa  $U_r \propto \frac{L}{R^2 \delta^4}$  in questo caso dipende dalla luminosità di sincrotrone osservata  $L_s$  e quindi si può perciò stimare l'intensità del campo magnetico  $B'$  intrinseco mediante le seguenti relazioni:

$$\begin{cases} \frac{L_{IC}}{L_s} = \frac{L_s}{4\pi R^2 c \delta^4} \frac{1}{U'_B} \\ U'_B = \frac{B'^2}{8\pi} \end{cases} \implies B' \delta^2 = \frac{L_s}{R} \left( \frac{2}{c \cdot L_{IC}} \right)^{\frac{1}{2}} \longleftrightarrow B' \delta^3 = (1+z) \frac{L_s}{c \Delta t} \left( \frac{2}{c \cdot L_{IC}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7.2.11)$$

dove il rapporto tra la luminosità osservata di Compton Inverso ( $L_{IC}$ ) e di sincrotrone ( $L_s$ ) è uguale al rapporto tra la densità di energia radiativa ( $U'_r$ ) e la densità di energia del campo magnetico ( $U'_B$ ). Questa equazione permette di calcolare il prodotto dell'intensità del campo magnetico per il fattore di *beaming* al cubo in funzione delle luminosità osservate e dei tempi di variabilità dell'emissione osservata ( $\Delta t$ ). In questo caso si è assunto un  $\Delta t = 2 - 5$  giorni determinato tramite l'analisi temporale gamma (sezione: 5.2.2).

Ricorrendo alla frequenza del picco di sincrotrone  $\nu_s$  e di IC  $\nu_{IC}$  osservate dalla SED, si può ricavare una seconda equazione per il campo magnetico intrinseco:

$$B' \delta = \frac{1}{3.7 \cdot 10^6} \cdot \frac{\nu_s^2}{\nu_{IC}} \cdot (1+z) \quad (7.2.12)$$

Dall'osservazione della SED (Figura: 7.1) si è assunto:  $L_s \simeq L_{IC} \simeq 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ ,  $\nu_s \simeq 3 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$  e  $\nu_{IC} \simeq 6 \cdot 10^{21} \text{ Hz}$ . Introducendo i parametri osservati nelle equazioni 7.2.11 e 7.2.12 si sono stimati i seguenti valori per il fattore di *beaming*  $\delta$  e conseguentemente dell'intensità del campo magnetico in caso di SSC:

$$\delta_{5gg} \simeq 7 \longrightarrow B'_{5gg} \simeq 9 \cdot 10^{-4} \text{ G}$$

$$\delta_{2gg} \simeq 11 \longrightarrow B'_{2gg} \simeq 4 \cdot 10^{-2} \text{ G}$$

Introducendo i valori del fattore di *beaming*, ottenuti mediante l'applicazione delle formule illustrate da Ghisellini [2013], ai risultati ottenuti precedentemente con il procedimento di Harris and Krawczynski [2002], si sono ottenuti dei limiti inferiori e superiori per il campo magnetico. Date le molteplici assunzioni effettuate durante lo studio il valore minimo dell'intensità del campo magnetico è stato stimato su una regione emittente le cui dimensioni (e parametri correlati)

sono state stimate a partire da un tempo di variabilità di 5 *giorni* e  $\delta = 7$ :

$$8.5 \cdot 10^{-2} \lesssim B'_{eq[G]} \lesssim 6.1 \cdot 10^{-1}$$

La condizione di iniziale di equipartizione assunta per determinare queste stime verrà valutata durante la fase di modellizzazione della SED.

### Inclinazione del getto

Uno dei risultati principali del *Modello Unificato* (Urry and Padovani [1995]) è l'attribuzione delle diverse proprietà osservate, in funzione delle quali si classificano gli AGN, a diversi angoli di inclinazione della sorgente rispetto alla linea di vista dell'osservatore (capitolo 1). Relazioni quali il "*rapporto getto-controgetto*"<sup>10</sup> (Urry and Padovani [1995]) sono in grado di definire dei limiti sull'angolo d'inclinazione e la velocità di propagazione del getto partendo dai dati osservati. Nel caso di *IC 1531*, per stimare l'angolo  $\vartheta$  da introdurre nella modellizzazione della SED, una prima analisi è stata effettuata sul diagramma  $\vartheta$ - $\delta$  (7.3) riportato da Urry and Padovani [1995]. Dati i fattori di *beaming*  $\delta$  trovati per stimare il campo magnetico, ci aspettiamo angoli  $\vartheta \simeq 5^\circ - 15^\circ$ . È da notare che tale risultato è soggetto alle incertezze derivanti dalle assunzioni fatte nel paragrafo precedente per stimare il fattore di *beaming*, pertanto l'angolo stimato in questa maniera è da ritenersi puramente indicativo.

Per ottenere stime più accurate si è ricorso alla relazione "*Core Radio Power*" presentata in Giovannini et al. [1994] e corretta successivamente in Giovannini et al. [2001].

La relazione sfrutta il fatto che la potenza radio totale, misurata a basse frequenze, è meno soggetta a *Doppler boosting*<sup>11</sup>, perciò la potenza della regione nucleare stimata a partire da questa potenza non risulterà amplificata. La relazione tra la potenza nucleare e totale è espressa secondo la seguente relazione:

$$\log P_c(\vartheta) = (7.6 \pm 1.1) + (0.62 \pm 0.04) \log P_{t-408} \quad (7.2.13)$$

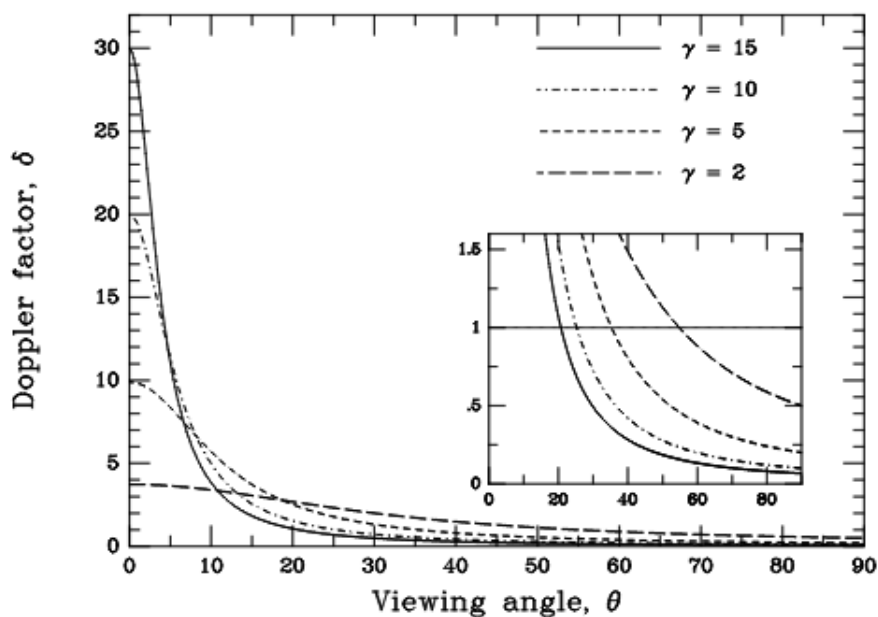
dove  $P_c(\vartheta)$  è la potenza della regione nucleare misurata a 5 GHz e  $P_{t-408}$  la potenza totale misurata a 408 MHz. Se si assume che le radio galassie siano orientate a differenti angoli rispetto all'osservatore e che abbiano una distribuzione uniforme essendo state selezionate a bassa frequenza, si identifica l'orientazione ideale

---

<sup>10</sup>Il "*rapporto getto-controgetto*" tra le due brillanze ( $B_{getto}$  e  $B_{c-getto}$ )  $\frac{B_{getto}}{B_{c-getto}} = \left( \frac{1 + \beta \cos \vartheta}{1 - \beta \cos \vartheta} \right)^{2+\alpha}$

permette di stimare l'ampiezza dell'angolo  $\vartheta''$  al variare del parametro  $\beta$  partendo dal rapporto tra la brillantezza del getto e del contro getto.

<sup>11</sup>Alle basse frequenze radio si osservano principalmente le regioni estese della sorgente dove si ritiene che il plasma non sia più in condizioni relativistiche.



**Figura 7.3:** Dipendenza del fattore di beaming dall'angolo  $\vartheta$  (Urry and Padovani [1995]). Il riquadro è un ingrandimento del diagramma in cui vengono illustrati gli angoli per cui  $\delta = 1$ .

di una sorgente ad un angolo di  $60^\circ$  rispetto alla linea di vista. Ne segue che la relazione precedente assume la seguente forma:

$$\log P_c(60^\circ) = (7.6) + (0.62) \log P_{t-408} \quad (7.2.14)$$

dove  $P_c(60^\circ)$  è la potenza apparente della sorgente orientata ad un angolo di  $60^\circ$ . Poichè l'amplificazione della potenza apparente del getto, orientato ad un angolo  $\vartheta$ , dipende dalla potenza intrinseca ( $P_i$ ) secondo l'equazione

$$\log P_c(\vartheta) = P_i(1 - \beta \cos \vartheta)^{-(2+\alpha)} \quad (7.2.15)$$

assumendo  $\alpha = 0$  per l'emissione della regione nucleare si possono stimare i limiti superiori ed inferiori del parametro adimensionale  $\beta$ :

$$\beta = \frac{J - 1}{J \cos \vartheta - 0.5} \quad (7.2.16)$$

dove  $J = \left( \frac{P_c(\vartheta)}{P_c(60^\circ)} \right)^{0.5}$ .

Per stimare le quantità appena definite si sono utilizzate la densità di flusso  $F_{t-408} = 0.76 \text{ mJy}$  (Large et al. [1991])<sup>12</sup> e la potenza della regione nucleare misurata a 5 GHz:  $\log P_c(\vartheta) = 23.45$  (Slee et al. [1994]).

Mediante un programma scritto in IDL sono state calcolate le potenze richieste ottenendo i seguenti valori:  $\log P_{t-408} = 24.35$ ,  $\log P_c(60^\circ) = 22.70$  e  $J = 3.57$ . In figura 7.4 è riportato l'andamento di  $\beta$  e del fattore di *beaming*  $\delta$  in funzione dell'angolo  $\vartheta$ . Dal grafico risulta evidente che  $\beta$  cresce in funzione dell'angolo (curva nera) mentre  $\delta$  diminuisce in relazione all'angolo. Entrambe le dipendenze mostrano un limite superiore di  $30.5^\circ$  oltre il quale non si è più in condizioni fisicamente accettabili ( $\beta > 1$ ). È stato possibile determinare i seguenti intervalli di validità per i parametri d'interesse:

$$0.84 < \beta < 1$$

$$0^\circ < \vartheta < 30.5^\circ$$

Da questi dati, ricorrendo alla relazione  $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ , si sono stimati dei limiti indicativi anche sul *bulk motion*:

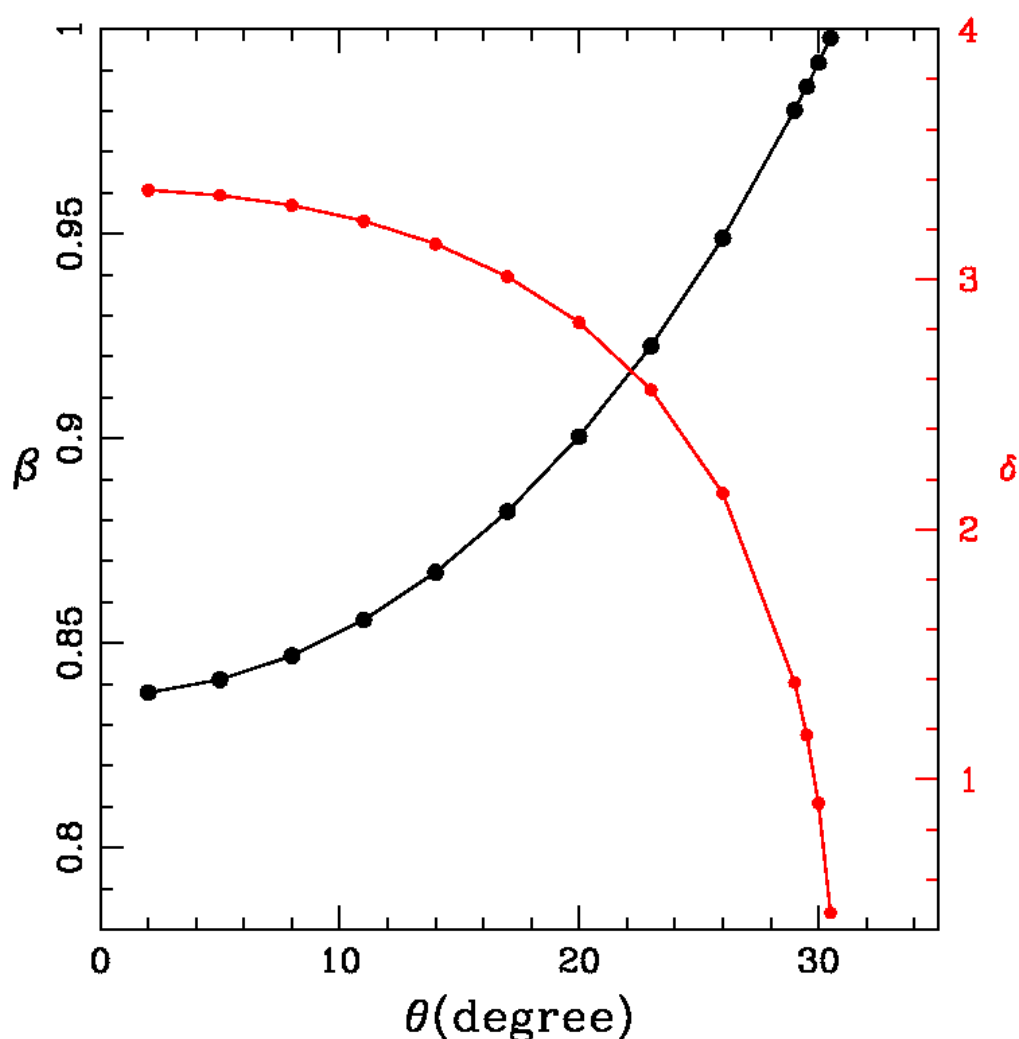
$$1.8 < \Gamma < 15.3$$

.

---

<sup>12</sup>Visto che l'autore ha trovato la relazione ricorrendo ad una cosmologia ( $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $q_0 = 0.5$ ) differente da quella con cui è stata misurata la potenza della regione nucleare ( $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $q_0 = 0.5$ ) da Slee et al. [1994], è stato necessario apportare le dovute correzioni per uniformare i valori al campione.





**Figura 7.4:** Andamento di  $\beta$  (curva nera) e del fattore di beaming  $\delta$  (curva rossa) in funzione dell'angolo  $\vartheta$ .

### 7.3 Risultati dei modelli

Per lo studio della modellizzazione, si è ristretto il campione di dati tratti dalla letteratura (tabella: 7.1) prendendo in considerazione solo quelli con migliore risoluzione angolare e raggruppandoli sotto la nomenclatura "core" nella SED, i flussi infrarossi e ultravioletti (tabella: 7.2), i flussi misurati con *Planck* e quelli ottenuti dall'analisi spettrale *Chandra* (sezione: 5.1.1 e tabella: 7.4) e le densità di flusso radio misurate dalla mappa VLA a 1.4 GHz.

Per alcuni parametri fisici della regione emittente nel modello assunto (campo magnetico, indice dei bracci della legge di potenza, frequenze di picco) è stato

possibile ottenere delle stime indicative, a partire dalle osservazioni (tabella: 7.6). Le dimensioni della regione emittente sono state ottenute a partire dalle stime ricavate dallo studio della variabilità in banda gamma (sezione: 5.2.2). I

$p_1$	$\sim 2.2$
$p_2$	$3.4 \pm 0.2$
$R'$	$5 \cdot 10^{15} \delta < R'_{[cm]} < 1.3 \cdot 10^{16} \delta$
$B'$	$8.8 \cdot 10^{-2} \lesssim B_{[G]} \lesssim 5.6 \cdot 10^{-1}$
$\vartheta$	$0 < \vartheta_{[^\circ]} < 30$
$\Gamma$	$2 < \Gamma < 15$
$\gamma_b$	$\sim 10^4$

**Tabella 7.6:** *Stime relative ai parametri necessari per vincolare i modelli sulla SED, usando i dati osservati e le relazioni empiriche conosciute (pag: 7.2). L'intervallo di valori relativi al campo magnetico è stato stimato nel caso dell'assunzione di equipartizione. Le dimensioni della regione emittente sono riportate in funzione del fattore di beaming.*

valori dei parametri rimanenti sono stati definiti durante la modellizzazione della SED e i parametri ottenuti dagli osservabili sono stati adoperati come indicatori per vincolare il modello sui dati della SED. La modellizzazione della SED è stata effettuata utilizzando un programma FORTRAN che valuta l'emissione di sincrotrone e SSC dati i parametri del modello. Il programma calcola le seguenti quantità:

- le quantità relative all'emissione di sincrotrone: la luminosità osservata ( $L_{s-oss}$ ) e la densità di energia intrinseca ( $U'_s$ );
- la luminosità relativa al Compton Inverso ( $L_{SSC-oss}$ );
- la densità di energia intrinseca degli elettroni ( $U'_e$ ), quella del campo magnetico ( $U'_B$ ) e il loro rapporto ( $\frac{U'_e}{U'_B}$ ) per verificare se la regione è in condizioni di equipartizione.

### 7.3.1 Modelli

Per comodità, da ora, ci si riferirà al modello mediante il nome assegnatogli in tabella. Nella nomenclatura il numero indica il valore dell'angolo di inclinazione assunto (es. **p1 30** si riferisce al modello con  $\vartheta = 30^\circ$ ). I modelli verranno inoltre differenziati a seconda del raggio della regione emittente, quelli con

$R'_B = 4.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}$  verranno richiamati con l'aggiunta di un asterisco alla nomenclatura appena definita (es. **p1 30\***).

Alle SED osservate presentate di seguito (Figure: 7.5 e 7.6) sono state applicate le curve di sincrotrone e SSC calcolate mediante i programmi *FORTRAN*. Inoltre è stato applicato il template delle galassie ellittiche giganti fornito da *ASDC*<sup>13</sup>. La bontà dei modelli è stata valutata visualmente poichè i dati trattati sono eterogenei, presi con strumenti diversi, e soprattutto in tempi molto diversi. Nell'analisi della modellizzazione bisogna tenere in considerazione che una parte dell'emissione è dovuta al contributo della galassia (banda IR). Inoltre in banda radio ci potrebbe essere il contributo di altre regioni della radiosorgente data la diversa risoluzione angolare con cui sono state fatte le osservazioni e alle alte frequenze radio la sorgente potrebbe risultare autoassorbita per via delle dimensioni estremamente compatte della regione emittente. Questo può influire sullo scarto tra i dati osservati e i modelli.

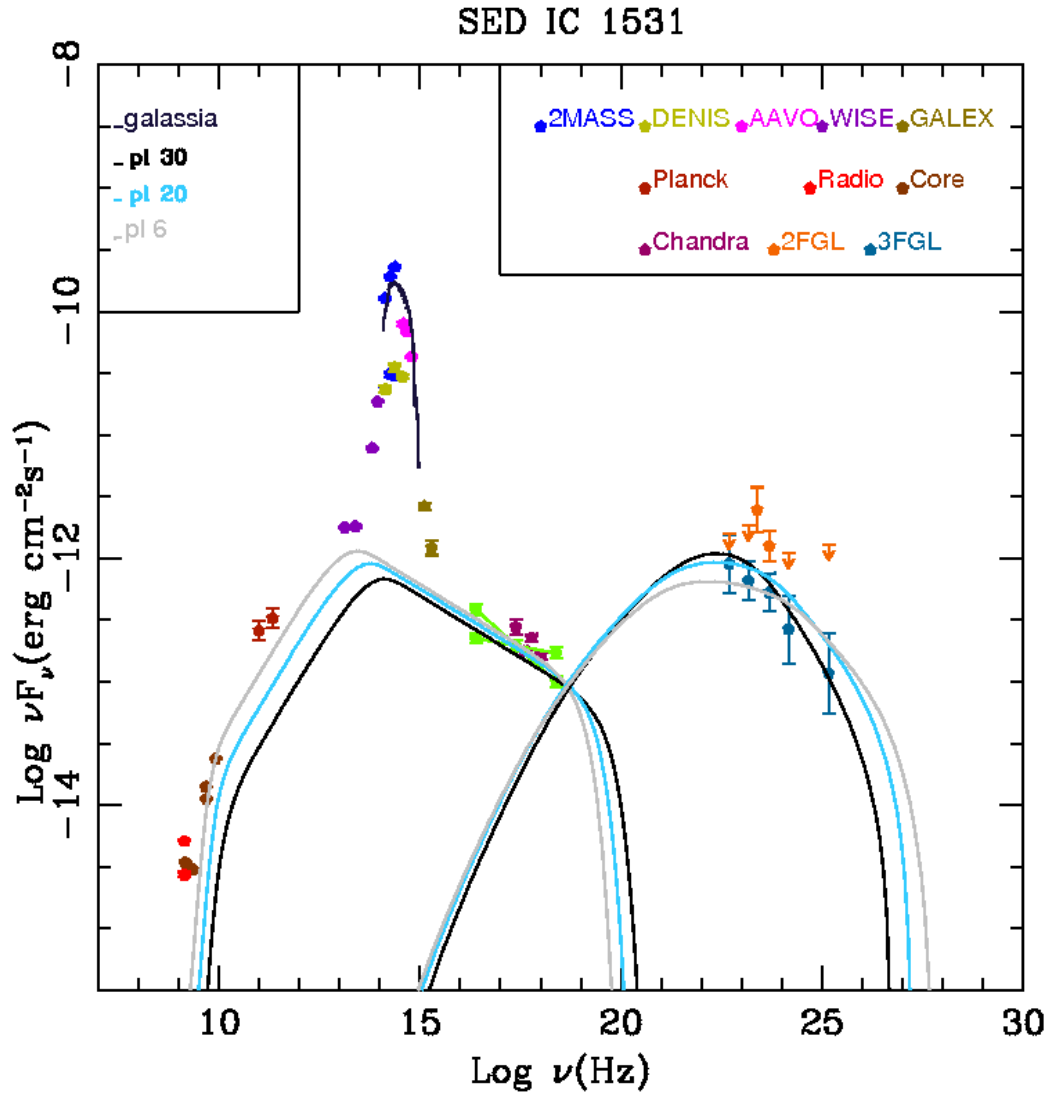
Lo studio dei modelli è stato affrontato inizialmente fissando le seguenti quantità definite a partire dai valori stimati precedentemente:

- $R'_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$
- $p_1 = 2.2$
- $p_2 = 3.4$
- $\gamma_{min} = 100$
- $\gamma_{max} = 5 \cdot 10^6$
- $\gamma_b = 6.9 \cdot 10^3$

Si è proceduto variando l'angolo d'inclinazione del getto ( $\theta$ ), e conseguentemente i parametri che dipendono da esso, per studiare come variano il modello adottato e i parametri fisici che definiscono il getto. Nelle figure seguenti sono riportati solo alcuni modelli rappresentativi.

---

<sup>13</sup><http://www.asdc.asi.it/>



**Figura 7.5:** Alla SED sono stati applicati i modelli SSC ottenuti con i parametri definiti in tabella 7.7. Nella figura sono riportati, oltre al template della galassia ellittica (curva indaco), i modelli **pl 30** (curva nera), **pl 15** (curva azzurra) e **pl 6** (curva grigia). I modelli sono stati ottenuti per una regione emittente di raggio  $R'_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$ . In verde sono rappresentate le incertezze calcolate sul flusso monocromatico X.

	$\theta$ (1)	$\Gamma$ (2)	B (3)	K (4)
<b>pl 30</b>	$\vartheta = 30^\circ$	8	$4.0 \cdot 10^{-1}$	$1.0 \cdot 10^3$
<b>pl 20</b>	$\vartheta = 20^\circ$	5	$7.8 \cdot 10^{-2}$	$5.4 \cdot 10^2$
<b>pl 15</b>	$\vartheta = 15^\circ$	2	$5.3 \cdot 10^{-2}$	$5.9 \cdot 10^2$
<b>pl 10</b>	$\vartheta = 10^\circ$	10	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^2$
<b>pl 6</b>	$\vartheta = 6^\circ$	10	$8.0 \cdot 10^{-3}$	$3.2 \cdot 10^2$

**Tabella 7.7:** I parametri in tabella sono i valori introdotti nel programma FORTRAN che sono stati fatti variare (vedi i modelli presentati in figura 7.5).

- (1) Angolo d'inclinazione del getto rispetto alla linea di vista dell'osservatore (gradi).
- (2) Bulk motion: velocità a cui si muove la regione responsabile dell'emissione.
- (3) Intensità del campo magnetico nella regione emittente espressa in Gauss (G).
- (4) Fattore di normalizzazione della distribuzione di energia degli elettroni espressa in  $\text{cm}^{-3}$ .

	$\delta$	$L_{s-oss}$	$L_{SSC-oss}$	$U'_s$	$U'_e$	$U'_B$	$\frac{U'_B}{U'_e}$
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
<b>pl 30</b>	0.9	$8.7 \cdot 10^{42}$	$1.4 \cdot 10^{43}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$6.4 \cdot 10^{-3}$	$4.0 \cdot 10^{-1}$
<b>pl 20</b>	2.6	$1.1 \cdot 10^{43}$	$1.2 \cdot 10^{43}$	$4.1 \cdot 10^{-4}$	$8.9 \cdot 10^{-3}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{-2}$
<b>pl 15</b>	3.1	$1.2 \cdot 10^{43}$	$1.4 \cdot 10^{43}$	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$9.7 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$
<b>pl 10</b>	5	$1.3 \cdot 10^{43}$	$9.6 \cdot 10^{42}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$	$5.6 \cdot 10^{-3}$	$3.1 \cdot 10^{-5}$	$5.6 \cdot 10^{-3}$
<b>pl 6</b>	9.7	$1.5 \cdot 10^{43}$	$1.1 \cdot 10^{43}$	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$5.3 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$4.8 \cdot 10^{-4}$

**Tabella 7.8:** Parametri di output del programma Fortran ottenuti con i parametri indicati nella tabella 7.7.

(1) Fattore di beaming.

(2) Luminosità di sincrotrone integrata, nel sistema di riferimento dell'osservatore ( $\text{erg s}^{-1}$ ).

(3) Luminosità di Compton Inverso osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ).

(4) Densità di energia intrinseca dei fotoni di sincrotrone ( $\text{erg cm}^{-3}$ ).

(5) Densità di energia intrinseca degli elettroni ( $\text{erg cm}^{-3}$ ).

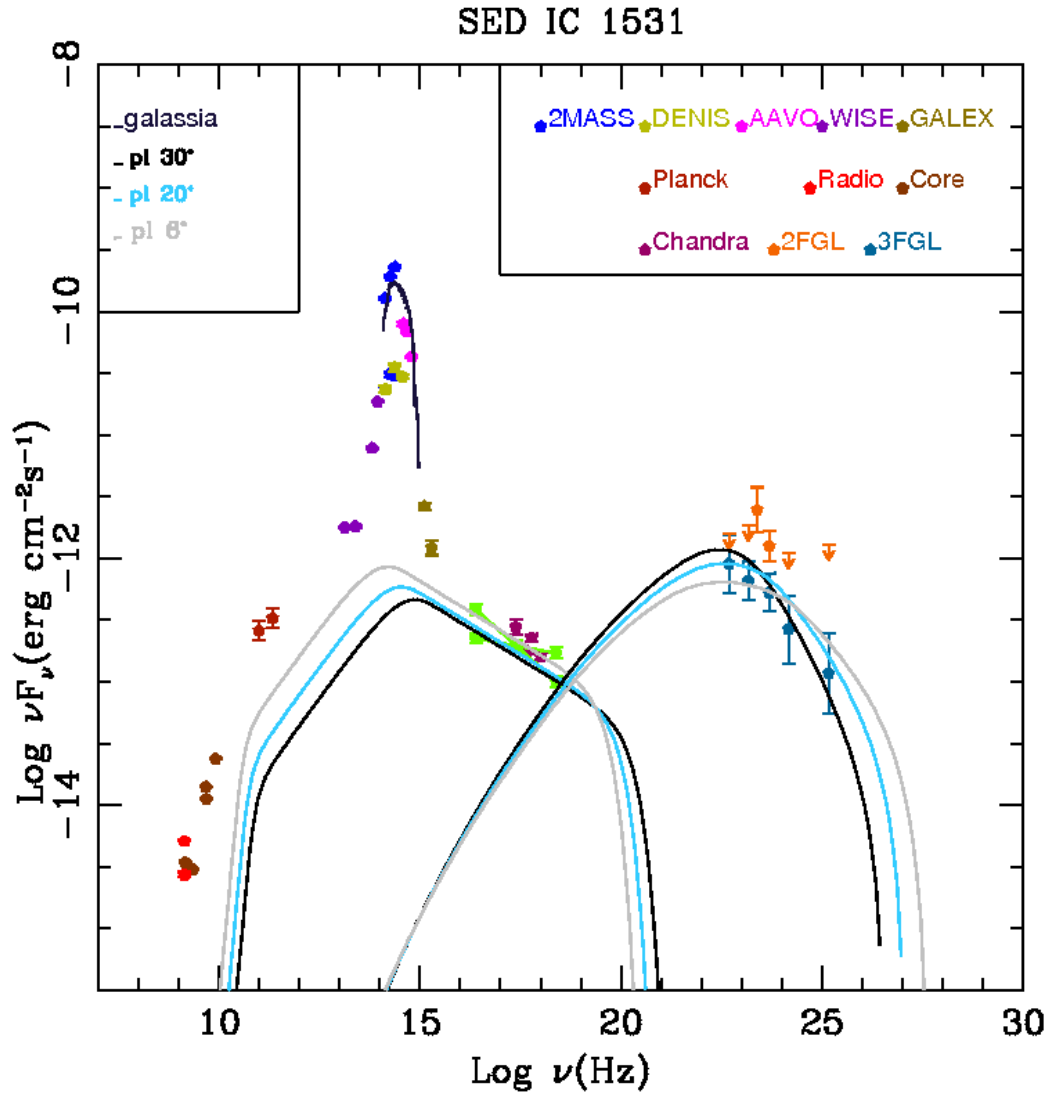
(6) Densità di energia intrinseca del campo magnetico ( $\text{erg cm}^{-3}$ ).

(7) Rapporto tra la densità di energia intrinseca del campo magnetico e degli elettroni.

Questa quantità indica quanto il modello è distante dalla condizione di equipartizione.

Lo studio precedente è stato ripetuto una seconda volta riducendo le dimensioni della regione responsabile dell'emissione, inoltre si sono rilassate le stime ottenute per alcuni dei parametri come l'indice spettrale:

- $R'_B = 4.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}$
- $p_1 = 2.1$
- $p_2 = 3.4$
- $\gamma_{min} = 10$
- $\gamma_{max} = 3 \cdot 10^6$
- $\gamma_b = 5.5 \cdot 10^3$



**Figura 7.6:** Alla SED sono stati applicati i modelli SSC ottenuti con i parametri definiti in tabella 7.9. Nella figura sono riportati, oltre al template della galassia ellittica (curva indaco), i modelli **pl 30\*** (curva nera), **pl 15\*** (curva azzurra) e **pl 5\*** (curva grigia). I modelli sono stati ottenuti per una regione emittente di raggio  $R'_B = 4.0 \cdot 10^{15}$  cm. In verde sono rappresentate le incertezze calcolate sul flusso monocromatico X.



	$\theta$ (1)	$\Gamma$ (2)	B (3)	K (4)
<b>pl 30*</b>	$\vartheta = 30^\circ$	8	3.9	$1.9 \cdot 10^5$
<b>pl 20*</b>	$\vartheta = 20^\circ$	5	$8.0 \cdot 10^{-1}$	$8.2 \cdot 10^4$
<b>pl 15*</b>	$\vartheta = 15^\circ$	2	$5.4 \cdot 10^{-1}$	$9.8 \cdot 10^4$
<b>pl 10*</b>	$\vartheta = 10^\circ$	9	$2.1 \cdot 10^{-1}$	$7.6 \cdot 10^4$
<b>pl 5*</b>	$\vartheta = 4.5^\circ$	9	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$4.5 \cdot 10^4$

**Tabella 7.9:** I parametri in tabella sono i valori introdotti nel programma fortran che sono stati fatti variare.

- (1) Angolo d'inclinazione del getto rispetto alla linea di vista dell'osservatore (gradi).
- (2) Bulk motion: velocità a cui si muove la regione responsabile dell'emissione.
- (3) Intensità del campo magnetico nella regione emittente espressa in Gauss (G).
- (4) Fattore di normalizzazione della distribuzione di energia degli elettroni espressa in  $\text{cm}^{-3}$ .

	$\delta$ (1)	$L_{s-oss}$ (2)	$L_{SSC-oss}$ (3)	$U'_s$ (4)	$U'_e$ (5)	$U'_B$ (6)	$\frac{U'_B}{U'_e}$ (7)
<b>pl 30*</b>	0.9	$6.1 \cdot 10^{42}$	$1.4 \cdot 10^{43}$	3.4	1.25	$6.1 \cdot 10^{-1}$	$4.9 \cdot 10^{-1}$
<b>pl 20*</b>	2.7	$8.4 \cdot 10^{42}$	$1.1 \cdot 10^{43}$	$6.1 \cdot 10^{-2}$	$5.4 \cdot 10^{-1}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$4.6 \cdot 10^{-2}$
<b>pl 15*</b>	3.1	$8.1 \cdot 10^{42}$	$1.3 \cdot 10^{43}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$6.4 \cdot 10^{-1}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$1.9 \cdot 10^{-2}$
<b>pl 10*</b>	5.3	$8.5 \cdot 10^{42}$	$1.2 \cdot 10^{43}$	$3.9 \cdot 10^{-3}$	$5.0 \cdot 10^{-1}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$
<b>pl 5*</b>	11.8	$1.1 \cdot 10^{43}$	$1.05 \cdot 10^{43}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$3.0 \cdot 10^{-1}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$5.7 \cdot 10^{-4}$

**Tabella 7.10:** Parametri di output del programma Fortran ottenuti con i parametri indicati nella tabella 7.9.

(1) Fattore di beaming.

(2) Luminosità di sincrotrone integrata, nel sistema di riferimento dell'osservatore ( $\text{erg s}^{-1}$ ).

(3) Luminosità di Compton Inverso osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ).

(4) Densità di energia intrinseca dei fotoni di sincrotrone ( $\text{erg cm}^{-3}$ ).

(5) Densità di energia intrinseca degli elettroni ( $\text{erg cm}^{-3}$ ).

(6) Densità di energia intrinseca del campo magnetico ( $\text{erg cm}^{-3}$ ).

(7) Rapporto tra la densità di energia intrinseca del campo magnetico e degli elettroni. Questa quantità indica quanto il modello è distante dalla condizione di equipartizione.

Dai dati riportati nelle tabelle 7.7 e 7.8 è evidente che per angoli di inclinazione crescenti assumendo valori di *bulk motion* larghi, il fattore di *beaming* decresce fino ad assumere valori  $\delta < 1$ . A piccoli  $\vartheta$ , la luminosità emessa dalla regione nucleare risulta significativamente amplificata nel sistema di riferimento dell'osservatore (circa di un fattore  $10^4$ ). Nel caso di  $\vartheta = 30^\circ$ , invece dati i parametri assunti per il modello, la luminosità osservata risulta inferiore a quella intrinseca di un fattore  $0.9^4$ . Questo implica che per riprodurre la SED osservata, il getto deve avere luminosità intrinseche di sincrotrone e SSC maggiori rispetto a quelle stimate per il getto visto a piccoli angoli. Tali luminosità si ottengono aumentando le densità del campo magnetico e delle particelle, i cui valori sono infatti maggiori a  $\vartheta = 30^\circ$  rispetto agli altri casi.

Riducendo le dimensioni della regione emittente ( $R'_B = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}$ ) si ottengono gli stessi andamenti osservati per la regione con  $R'_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$  (figura: 7.7), sebbene in questo caso risultino più estremi (tabelle: 7.9 e 7.10). Infatti una diminuzione del raggio della regione emittente, corrispondente ad una diminuzione del suo volume  $\frac{V'(R_A)}{V'(R_B)} \sim 10^3$  (dove  $V'(R_A)$  e  $V'(R_B)$  indicano rispettivamente il volume della regione con raggio  $R'_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$  e  $R_B = 4.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}$ ), che deve essere compensato aumentando l'intensità del campo magnetico e la normalizzazione della distribuzione degli elettroni (figura: 7.7).

Date le rispettive dipendenze della luminosità di sincrotrone e di SSC:

$$L_s \propto U'_e U'_B V'$$

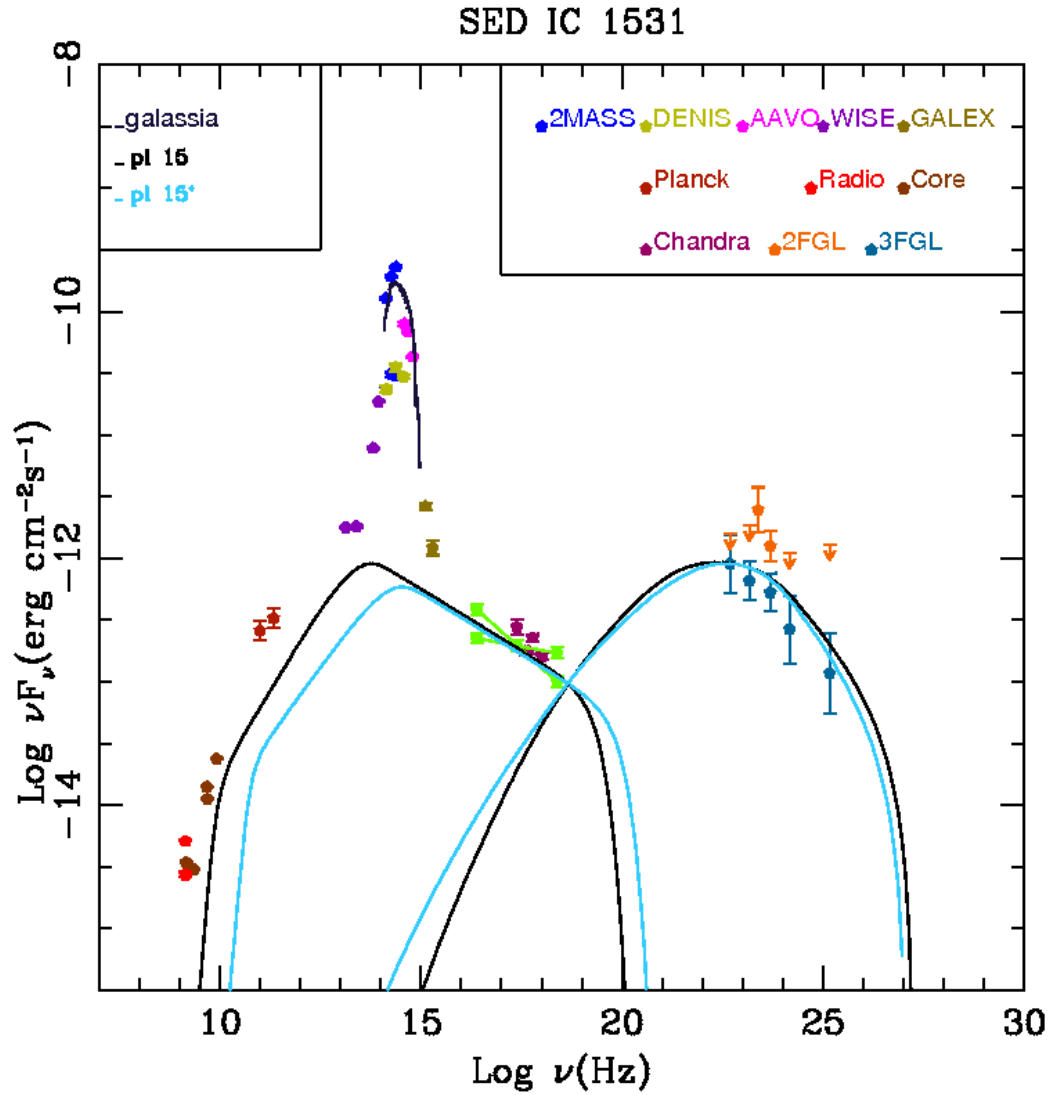
$$L_{\text{SSC}} \propto U'_e U'_s V'$$

la dipendenza della luminosità di SSC dalla densità di energia degli elettroni:

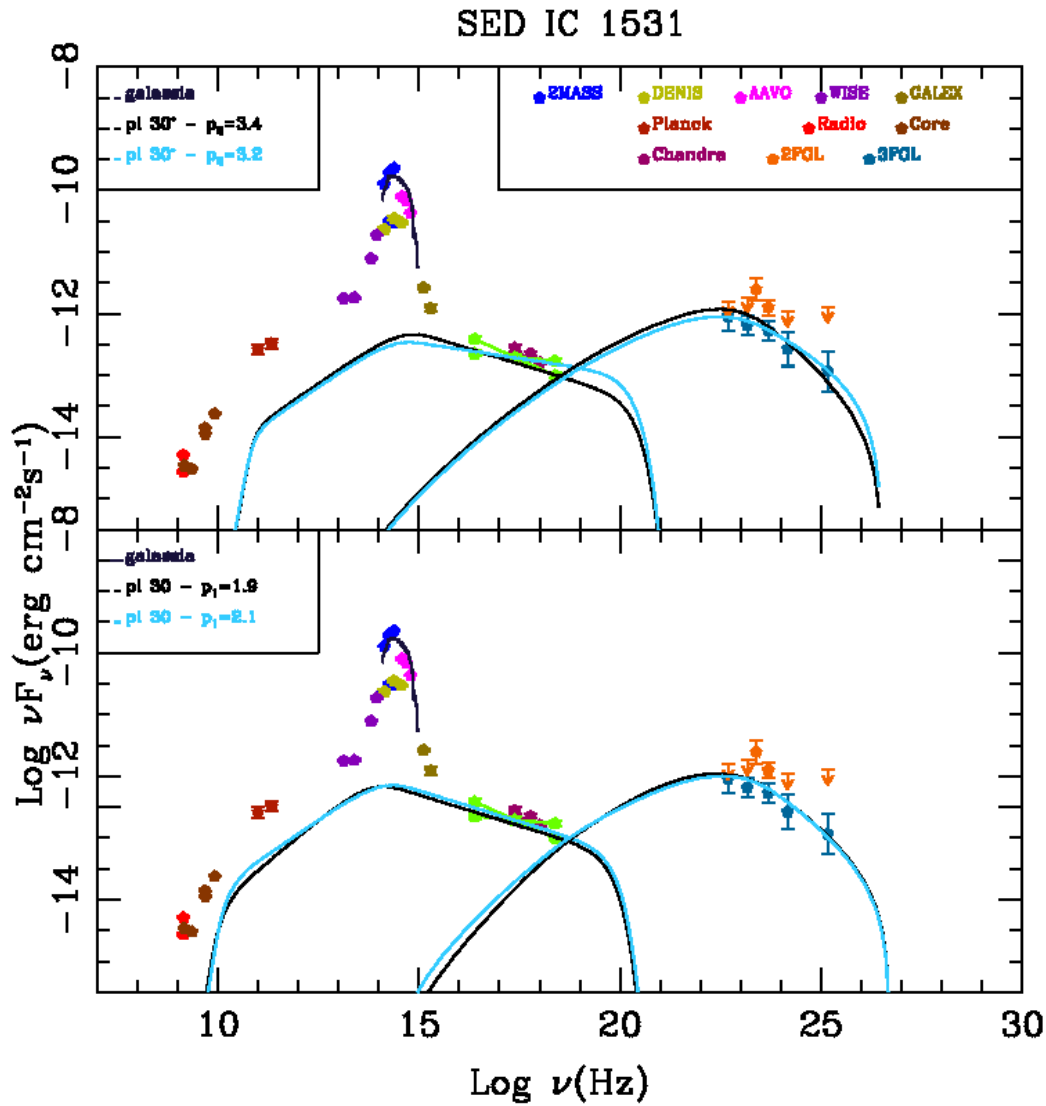
$$L_{\text{SSC}} \propto U'_B U_e'^2 V'$$

e quindi la luminosità di SSC è maggiormente influenzata dall'aumento della densità di energia delle particelle  $U'_e$ .

Infine, si è verificato l'effetto di una variazione dell'indice  $p_2$  della distribuzione degli elettroni, facendolo variare entro l'intervallo di incertezza corrispondente all'errore sull'indice di fotoni  $\Gamma_X$  osservato in banda X. In figura 7.8, si osserva che tale variazione (verificata anche sull'indice spettrale  $p_1$ ) non ha un impatto rilevante sul modello e sui valori degli altri parametri.



**Figura 7.7:** Confronto delle curve ottenute allo stesso angolo  $\vartheta = 15^\circ$ , ma variando le dimensioni della regione emittente: **p1 15** con  $R_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$  (curva nera) e **p1 15\*** con  $R_B = 4.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}$  (curva azzurra). In verde sono rappresentate le incertezze calcolate sul flusso monocromatico  $X$ .



**Figura 7.8:** Nell'immagine sopra sono riportati il modello **p1 30** con  $R = 6.2 \cdot 10^{16}$  cm assumendo  $p_1 = 1.9$  (curva nera) e  $p_1 = 2.1$  (curva azzurra). Nell'immagine inferiore sono riportati i modelli **p1 30\*** con  $R = 4.0 \cdot 10^{15}$  cm assumendo una volta  $p_2 = 3.4$  (curva nera) e una volta  $p_2 = 3.2$  (curva azzurra).

## 7.4 Potenza del getto

La modellizzazione della SED ha fornito le stime dei parametri fisici (sezione: 7.2), quali:

- 1) le dimensioni della regione emittente ( $R$ );
- 2) l'intensità del campo magnetico ( $B'$ );
- 3) i parametri relativistici ( $\Gamma$  e  $\beta$ );
- 4) la luminosità osservata ( $L$ );

necessarie per definire la potenza cinetica del getto ( $L_{kin}$ ) e il "Poynting flux" ( $L_B$ ). Per proseguire lo studio è stato necessario definire la composizione del mezzo emittente. Si è assunto che il plasma della regione emittente presenti una componente adronica formata da un protone per elettrone relativistico emittente ( $n_e = n_p$ ) (Celotti and Ghisellini [2008]).

La potenza cinetica delle particelle può essere espressa come segue:

$$L_{kin} = L_e + L_p \begin{cases} L_{el} = \pi R'^2 \Gamma^2 \beta c n_e \langle \gamma \rangle m_e c^2 \\ L_p = \pi R'^2 \Gamma^2 \beta c n_p m_p c^2 \end{cases} \quad (7.4.1)$$

con  $\langle \gamma \rangle$  il valore medio del fattore di Lorentz della distribuzione di elettroni,  $m_e$  massa dell'elettrone,  $m_p$  del protone,  $n_p$  densità dei protoni e  $n_e$  la densità degli elettroni, responsabili dell'emissione:

$$n_e = \frac{9}{2\sigma_T c} \frac{L_s}{\langle \gamma^2 \rangle \delta^4 R'^3 B'^2} \quad (7.4.2)$$

dove  $\sigma_T$  è la sezione d'urto Thomson e  $\langle \gamma^2 \rangle$  è la media dell'energia della distribuzione di elettroni relativistici espressa in termini di fattore di Lorentz.

Il contributo del campo magnetico è espresso mediante il *Poynting flux*:

$$L_B = \frac{1}{8} R'^2 \Gamma^2 \beta c B'^2 \quad (7.4.3)$$

Da queste, data la dimensione della regione emittente ( $R'$ ), i parametri relativistici ( $\Gamma$  e  $\beta$ ), la luminosità di sincrotrone e di SSC osservata ( $L_{s-oss}$  e  $L_{SSC}$ ) e la distribuzione degli elettroni, si può stimare la potenza totale trasportata dal getto:

$$P_{getto} = L_{kin} + L_B \quad (7.4.4)$$

Oltre alle componenti legate alla composizione del getto, si può definire la componente associata alla radiazione:

$$\begin{cases} L_{rad} = \pi R'^2 \Gamma^2 c U'_r \\ U'_r = \frac{L'}{\pi R'^2 c} \end{cases} \quad (7.4.5)$$

dove  $U'_r$  è la densità di energia radiativa e  $L' \propto \frac{L}{\delta^4}$  la luminosità nel sistema comovente.

### 7.4.1 Struttura ed energetica dei modelli

Dato il modello assunto per modellare l'emissione del getto di IC 1531, la densità radiativa è data dalla somma della luminosità di sincrotrone e di SSC:  $L' = (L_{s-oss} + L_{IC-oss}) \cdot \delta^{-4}$ .

Per calcolare il contributo della potenza cinetica  $L_{kin}$  nelle sue componenti ( $L_e$  e  $L_p$ ), il *Poynting flux* ( $L_B$ ), la potenza trasportata dal getto ( $P_{getto}$ ) e la frazione di potenza dissipata ( $L_{rad}$ ), a partire dai risultati ottenuti con la modellizzazione della SED, si è usato un programma *Python*.

Nelle tabelle seguenti (7.11 e 7.12) sono riportati i risultati ottenuti per i modelli illustrati nella sezione precedente (sezione: 7.3). La prima è per una regione emittente di raggio  $R_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$ , la seconda è per una regione di  $R_B = 4.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}$ .

	$L_B$ (1)	$L_e$ (2)	$L_p$ (3)	$L_{kin}$ (4)	$L_{rad}$ (5)	$P_{getto}$ (6)
<b>pl 30</b>	$1.4 \cdot 10^{44}$	$1.8 \cdot 10^{44}$	$5.7 \cdot 10^{44}$	$7.5 \cdot 10^{44}$	$2.00 \cdot 10^{45}$	$8.9 \cdot 10^{44}$
<b>pl 20</b>	$2.1 \cdot 10^{42}$	$3.8 \cdot 10^{43}$	$1.2 \cdot 10^{44}$	$1.6 \cdot 10^{44}$	$1.3 \cdot 10^{43}$	$1.6 \cdot 10^{44}$
<b>pl 15</b>	$1.4 \cdot 10^{41}$	$6.1 \cdot 10^{42}$	$1.9 \cdot 10^{43}$	$2.5 \cdot 10^{43}$	$1.0 \cdot 10^{42}$	$2.6 \cdot 10^{43}$
<b>pl 10</b>	$1.1 \cdot 10^{42}$	$9.9 \cdot 10^{43}$	$3.1 \cdot 10^{44}$	$4.1 \cdot 10^{44}$	$3.5 \cdot 10^{42}$	$4.1 \cdot 10^{44}$
<b>pl 6</b>	$9.0 \cdot 10^{40}$	$9.3 \cdot 10^{43}$	$2.9 \cdot 10^{44}$	$3.9 \cdot 10^{44}$	$2.9 \cdot 10^{41}$	$3.9 \cdot 10^{44}$

**Tabella 7.11:** *Potenze del getto ottenute per una regione emittente di dimensioni*

$R_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$ . *Le quantità sono espresse in  $\text{erg s}^{-1}$ .*

(1) *Poynting flux;*

(2) *Potenza trasportata dagli elettroni;*

(3) *Potenza trasportata dai protoni;*

(4) *Potenza cinetica ( $L_e + L_p$ );*

(5) *Potenza irradiata (corrispondente alla somma delle luminosità di sincrotrone e SSC pag: 7.4.1);* (6) *Potenza trasportata dal getto.*



	$L_B$ (1)	$L_e$ (2)	$L_p$ (3)	$L_{kin}$ (4)	$L_{rad}$ (5)	$P_{getto}$ (6)
<b>pl 30*</b>	$5.5 \cdot 10^{43}$	$5.7 \cdot 10^{43}$	$1.9 \cdot 10^{45}$	$1.9 \cdot 10^{45}$	$1.8 \cdot 10^{45}$	$2.0 \cdot 10^{45}$
<b>pl 20*</b>	$9.0 \cdot 10^{40}$	$9.6 \cdot 10^{42}$	$3.1 \cdot 10^{44}$	$3.3 \cdot 10^{44}$	$8.6 \cdot 10^{42}$	$3.3 \cdot 10^{44}$
<b>pl 15*</b>	$6.1 \cdot 10^{40}$	$1.7 \cdot 10^{42}$	$5.6 \cdot 10^{43}$	$5.7 \cdot 10^{43}$	$8.2 \cdot 10^{41}$	$5.7 \cdot 10^{43}$
<b>pl 10*</b>	$1.9 \cdot 10^{41}$	$2.7 \cdot 10^{43}$	$8.9 \cdot 10^{44}$	$9.2 \cdot 10^{44}$	$7.6 \cdot 10^{40}$	$9.2 \cdot 10^{44}$
<b>pl 5*</b>	$1.8 \cdot 10^{40}$	$1.6 \cdot 10^{43}$	$5.3 \cdot 10^{44}$	$5.4 \cdot 10^{44}$	$8.2 \cdot 10^{40}$	$5.4 \cdot 10^{44}$

**Tabella 7.12:** Potenze del getto ottenute per una regione emittente di dimensioni

$R_B = 4.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}$ . Le quantità sono espresse in  $\text{erg s}^{-1}$ .

(1) Poynting flux;

(2) Potenza trasportata dagli elettroni;

(3) Potenza trasportata dai protoni;

(4) Potenza cinetica ( $L_e + L_p$ );

(5) Potenza irradiata (corrispondente alla somma delle luminosità di sincrotrone e SSC pag: 7.4.1); (6) Potenza trasportata dal getto.

Visto che la potenza irradiata ( $L_{rad}$ ) non può essere maggiore di  $P_{getto}$  in nessun caso (anche per un getto che dissipa tutta la sua energia alle piccole scale) e dal momento che vediamo una struttura a larghe scale (200  $Mpc$ ), non tutto il  $P_{getto}$  è dissipato alle piccole scale. Confrontando la potenza totale trasportata dal getto,  $P_{getto}$ , nelle sue componenti (cinetica  $L_{kin}$  e Poynting flux  $L_B$ ), con quella dissipata radiativamente,  $L_{rad}$ , per i modelli ottenuti, si osserva che:

- il contributo energetico dominante è quello fornito dalla componente protonica ( $L_p$ ).
- $L_{rad}$  cresce significativamente al crescere di  $\vartheta$  (circa di un fattore  $10^4$ ) e più rapidamente rispetto a  $P_{getto}$  (un fattore 2).
- per  $\vartheta < 10^\circ$  il getto dissipa meno dell'1% della sua energia, tale frazione aumenta fino al 10% ad angoli intermedi. Infine a  $\vartheta = 30^\circ$  della modellizzazione si è ottenuto  $P_{getto} \lesssim L_{rad}$ .

Quest'ultimo caso, compatibilmente con le incertezze associate ai valori, corrisponde quindi ad un getto che irradierebbe più energia di quanta ne abbia a disposizione, uno scenario chiaramente non accettabile. Prima di escludere completamente il caso in cui il getto è orientato a  $\vartheta = 30^\circ$ , si è verificato se una variazione dei parametri del getto possa produrre un getto accettabile dal punto di vista della sua energetica. A tal fine si è studiato lo spazio dei parametri del modelli. In particolare, si è cercato il valore di *bulk motion* che, alla data inclinazione, massimizzasse il fattore di *beaming*, minimizzando quindi la luminosità intrinseca necessaria a produrre le luminosità osservate. I valori ottenuti assumendo un *bulk motion* di 2, con un fattore di *beaming* di 2 (tabella: 7.13), le due quantità,  $P_{\text{getto}}$  e  $L_{\text{rad}}$ , risultano comparabili. Formalmente quindi il modello sarebbe accettabile. Questo modello corrisponde ad un getto che dissipa pressochè completamente la sua energia alle piccole scale (nell'assunzione fatta nel modello che le dimensioni della regione emittente siano legate alla sua distanza dal buco nero centrale,  $R \sim 0.1z_{\text{dist}}$ ). Un tale scenario è da riconciliare con il fatto che IC 1531 mostra un getto sulla scala del kiloparsec e che sia stata in grado di formare una struttura radio estesa circa 200 kpc.

$\Gamma$ (1)	$B'$ (2)	K (3)	$\delta$ (4)	$L_{s-oss}$ (5)	$L_{ssc-oss}$ (6)	$L_{rad}$ (7)	$P_{\text{getto}}$ (8)
2	$1.1 \cdot 10^{-1}$	$7.0 \cdot 10^2$	2.00	$1.09 \cdot 10^{43}$	$1.41 \cdot 10^{43}$	$2.29 \cdot 10^{43}$	$3.08 \cdot 10^{43}$
7.8	$4.0 \cdot 10^{-1}$	$1.0 \cdot 10^3$	0.91	$8.7 \cdot 10^{42}$	$1.4 \cdot 10^{43}$	$2.00 \cdot 10^{45}$	$8.89 \cdot 10^{44}$

**Tabella 7.13:** Parametri ottenuti modificando il *bulk motion* per il modello p1 30. Nella seconda riga sono riportati i valori ottenuti per  $\vartheta = 30^\circ$  e  $\Gamma = 7.8$  illustrati in tabella 7.11.

- (1) Bulk motion: velocità a cui si muove la regione responsabile dell'emissione.
- (2) Intensità del campo magnetico nella regione emittente espressa in Gauss.
- (3) Fattore di normalizzazione della distribuzione di energia degli elettroni.
- (4) Fattore di beaming.
- (5) Luminosità di sincrotrone osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ).
- (6) Luminosità di SSC osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ).
- (7) Potenza irradiata (corrispondente alla somma delle luminosità di sincrotrone e SSC pag: 7.4.1).
- (8) Potenza trasportata dal getto.

Questo fatto indica che almeno una parte dell'energia del getto sia stata convertita in lavoro meccanico necessario a espandere i lobi nel mezzo intergalattico (una stima di questo verrà discussa nel capitolo successivo: 8). A meno di considerare una componente protonica maggiore di quanto assunto, aumentando quindi  $L_p$  e quindi  $P_{\text{getto}}$ , o di assumere che la frazione di energia dissipata dal getto vari drasticamente nel tempo, risulta difficile giustificare un getto a  $\vartheta = 30^\circ$ .

### Struttura del getto

L'osservazione delle radio galassie con il satellite *Fermi* ha permesso di modellarne la SED dalle basse alle alte energie. Quando è stato assunto un modello di tipo sincrotrone-SSC, in cui l'emissione ha origine da una regione compatta, si sono ottenuti valori di *bulk motion* marcatamente più bassi ( $\Gamma \leq 7$ ) di quelli ottenuti per i getti dei Blazars ( $\Gamma \sim 10 - 20$ ). Questo risultato dunque sembrerebbe in contrasto con il *Modello Unificato degli AGN Radio-loud*, nel quale i Blazars rappresentano la controparte allineata delle radio galassie (vedi capitolo 1).

Una possibile spiegazione che non infici la teoria del *Modello Unificato* è che i getti presentino strutture più complesse rispetto a quella assunta di una singola regione emittente, ovvero che presentino diverse regioni emittenti che si muovono a differenti velocità (Ghisellini et al. [2005], Migliori et al. [2011]). Una struttura di questo tipo permette di osservare l'emissione della regione che si muove ad alte velocità entro piccoli angoli di vista, mentre ad angoli maggiori emerge l'emissione delle regioni che si muovono con velocità più moderate.

Dalle osservazioni e dalla modellizzazione si è visto che il getto di *IC 1531* è orientato ad angoli di vista intermedi. Al fine di stabilire se in *IC 1531* si ritrovano risultati analoghi alle MAGN, si è proceduto a definire quale sia il valore massimo di *bulk motion* ( $\Gamma$ ), dato l'angolo di inclinazione ( $\vartheta$ ), che permetta di riprodurre l'emissione osservata nel contesto assunto di un modello ad una zona di emissione. Di seguito (tabelle: 7.15 e 7.14) sono riportati i risultati ottenuti per la regione emittente di dimensioni  $R_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$  per gli angoli  $\vartheta = 20^\circ$  e  $\vartheta = 15^\circ$ .

$\Gamma$ (1)	$B'$ (2)	K (3)	$\delta$ (4)	$L_{s-oss}$ (5)	$L_{ssc-oss}$ (6)	$L_{rad}$ (7)	$P_{getto}$ (8)
2	$5.3 \cdot 10^{-2}$	$5.9 \cdot 10^2$	3.06	$1.2 \cdot 10^{43}$	$1.4 \cdot 10^{43}$	$1.03 \cdot 10^{42}$	$2.56 \cdot 10^{43}$
5	$3.8 \cdot 10^{-2}$	$5.2 \cdot 10^2$	3.73	$1.17 \cdot 10^{43}$	$1.26 \cdot 10^{43}$	$3.07 \cdot 10^{42}$	$1.59 \cdot 10^{44}$
7	$4.9 \cdot 10^{-2}$	$5.5 \cdot 10^2$	3.25	$1.18 \cdot 10^{43}$	$1.31 \cdot 10^{43}$	$1.08 \cdot 10^{43}$	$3.33 \cdot 10^{44}$
10	$6.9 \cdot 10^{-2}$	$6.4 \cdot 10^2$	2.57	$1.07 \cdot 10^{43}$	$1.33 \cdot 10^{43}$	$5.47 \cdot 10^{43}$	$7.99 \cdot 10^{44}$
15	$1.3 \cdot 10^{-1}$	$6.8 \cdot 10^2$	1.84	$1.06 \cdot 10^{43}$	$1.31 \cdot 10^{43}$	$4.64 \cdot 10^{44}$	$1.44 \cdot 10^{45}$
20	$2.1 \cdot 10^{-1}$	$7.3 \cdot 10^2$	1.42	$1.04 \cdot 10^{43}$	$1.30 \cdot 10^{43}$	$2.2 \cdot 10^{45}$	$3.88 \cdot 10^{45}$
30	$4.21 \cdot 10^{-1}$	$8.1 \cdot 10^2$	0.96	$9.87 \cdot 10^{42}$	$1.23 \cdot 10^{43}$	$2.35 \cdot 10^{46}$	$1.13 \cdot 10^{46}$

**Tabella 7.14:** Parametri ottenuti modificando il bulk motion per il modello **p1 15**.  $\vartheta = 15^\circ$  e  $R_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$ .

- (1) Bulk motion: velocità a cui si muove la regione responsabile dell'emissione.
- (2) Intensità del campo magnetico nella regione emittente espressa in Gauss.
- (3) Fattore di normalizzazione della distribuzione di energia degli elettroni.
- (4) Fattore di beaming.
- (5) Luminosità di sincrotrone osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ).
- (6) Luminosità di Compton Inverso osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ).
- (7) Potenza irradiata.
- (8) Potenza trasportata dal getto.

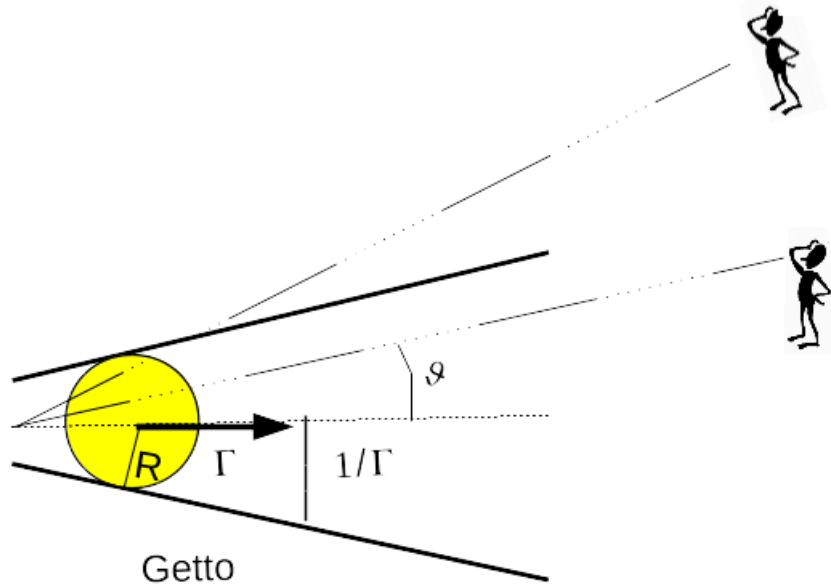
$\Gamma$ (1)	$B'$ (2)	K (3)	$\delta$ (4)	$L_{s-oss}$ (5)	$L_{ssc-oss}$ (6)	$L_{rad}$ (7)	$P_{getto}$ (8)
2	$6.6 \cdot 10^{-2}$	$6.1 \cdot 10^2$	2.68	$1.11 \cdot 10^{43}$	$1.32 \cdot 10^{43}$	$1.63 \cdot 10^{42}$	$2.65 \cdot 10^{43}$
3.5	$6.7 \cdot 10^{-2}$	$4.8 \cdot 10^2$	2.87	$1.18 \cdot 10^{43}$	$1.1 \cdot 10^{43}$	$3.94 \cdot 10^{42}$	$7.08 \cdot 10^{43}$
4.9	$7.8 \cdot 10^{-2}$	$5.4 \cdot 10^2$	2.55	$1.1 \cdot 10^{43}$	$1.2 \cdot 10^{43}$	$1.28 \cdot 10^{43}$	$1.60 \cdot 10^{44}$
7	$1.2 \cdot 10^{-1}$	$5.9 \cdot 10^2$	2.04	$1.19 \cdot 10^{43}$	$1.28 \cdot 10^{43}$	$6.92 \cdot 10^{43}$	$3.66 \cdot 10^{44}$
10	$1.9 \cdot 10^{-1}$	$6.6 \cdot 10^2$	1.54	$1.07 \cdot 10^{43}$	$1.22 \cdot 10^{43}$	$4.05 \cdot 10^{44}$	$8.68 \cdot 10^{44}$
15	$3.5 \cdot 10^{-1}$	$7.8 \cdot 10^2$	1.07	$9.99 \cdot 10^{42}$	$1.24 \cdot 10^{43}$	$3.83 \cdot 10^{45}$	$2.57 \cdot 10^{45}$

**Tabella 7.15:** Parametri ottenuti modificando il bulk motion per il modello **pl 20**.  $\vartheta = 20^\circ$  e  $R_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$ .

- (1) Bulk motion: velocità a cui si muove la regione responsabile dell'emissione.
- (2) Intensità del campo magnetico nella regione emittente espressa in Gauss.
- (3) Fattore di normalizzazione della distribuzione di energia degli elettroni.
- (4) Fattore di beaming.
- (5) Luminosità di sincrotrone osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ).
- (6) Luminosità di Compton Inverso osservata ( $\text{erg s}^{-1}$ ).
- (7) Potenza irradiata.
- (8) Potenza trasportata dal getto.

Date le dimensioni della regione responsabile dell'emissione ( $R_A = 6.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}$ ) e l'angolo a cui è orientato il getto rispetto all'osservatore ( $\vartheta$ ), si sono stimati i seguenti limiti superiori per il bulk motion  $\vartheta = 15^\circ$ ,  $\Gamma < 20$  e  $\vartheta = 20^\circ$ ,  $\Gamma < 10$ . Oltre questi limiti i modelli non sono più accettabili poichè si ottengono delle condizioni per cui il getto dissipa più energia di quanta ne trasporta ( $P_{getto} < L_{rad}$ ). Gli altri risultano accettabili dal punto di vista energetico.

Un'ulteriore restrizione sui modelli da considerare validi è data dalla stima dell'apertura del cono d'emissione (figura: 7.9). Sappiamo che l'emissione della regione nucleare (in particolare quella ai raggi  $\gamma$ ) si osserva solo nella condizione in cui la linea di vista dell'osservatore cada entro il cono d'emissione.



**Figura 7.9:** Illustrazione schematizzata del cono d'emissione. Nell'immagine sono raffigurati l'angolo di vista dell'osservatore  $\vartheta$  e l'angolo di semi apertura del cono d'emissione  $\theta_{rad} = \frac{1}{\Gamma}$ .

Poichè la semi apertura del cono è inversamente proporzionale al *bulk motion* ( $\theta_{rad} = \Gamma^{-1}$ ), possiamo prendere in esame solo i modelli per cui  $2\theta_{rad} \geq \vartheta$ . Pertanto, per i modelli riportati nelle tabelle 7.14 e 7.15 si possono definire i seguenti limiti:

$$\vartheta = 15^\circ \quad \Gamma \leq 7$$

$$\vartheta = 20^\circ \quad \Gamma \leq 4.9$$

Con l'aggiunta di queste informazioni il getto, studiato mediante l'analisi dei modelli applicati alla SED, presenta le seguenti proprietà:

- è orientato ad un angolo massimo  $\vartheta = 20^\circ$  rispetto alla linea di vista dell'osservatore;
- si propaga con velocità basse ( $\Gamma \leq 7$ );
- l'energia è dominata dal contributo della componente protonica;
- la potenza totale dovuta alla componente cinetica e del campo magnetico è  $10^{43} < P_{getto} [erg s^{-1}] < 10^{44}$ ;
- la potenza dissipata alle piccole scale è inferiore all'8% di quella trasportata.

# Capitolo 8

## Strutture su grande scala

Le osservazioni multi-banda delle FR I permettono di studiare l'emissione dalla banda radio a quella X fornendo indicazioni riguardo l'origine di tale emissione. Gli studi effettuati sui getti di queste sorgenti, nella maggior parte dei casi, hanno permesso di osservare che l'emissione X estesa associata al getto è compatibile con l'estrapolazione alle alte energie dello spettro in banda radio (Harris and Krawczynski [2002]). L'emissione X sarebbe prodotta via sincrotrone dalla componente alle alte energie della stessa popolazione di elettroni responsabile dell'emissione alle frequenze radio (sezione: 1.3.1). Nei pochi casi in cui sono state effettuate osservazioni con il telescopio spaziale *Hubble (HST)*, si sono ottenuti dati ottici-UV in supporto all'ipotesi che tale emissione fosse prodotta da meccanismi di sincrotrone.

L'analisi dell'emissione X su grande scala (riportata nella sezione: 5.3) ha permesso di osservare che questa è riprodotta adeguatamente da un modello a legge di potenza con indice spettrale ripido  $\Gamma_X \sim 2$  e  $F_{[2-10] \text{ keV}} \sim 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ .

Di seguito è riportato lo studio effettuato per determinare l'origine dell'emissione estesa e verificare se l'emissione X osservata può essere compatibile con un'origine di sincrotrone.

### 8.1 Getto a larga scala

La morfologia dell'emissione estesa risolta dal VLA in banda radio (1.4 GHz) e quella risolta da *Chandra* ai raggi X, come riportato nella sezione 4.1 (figura: 4.1), risultano co-spaziali. Questo indica che le due emissioni, alle scale del *kpc*, hanno origine dalla medesima regione.

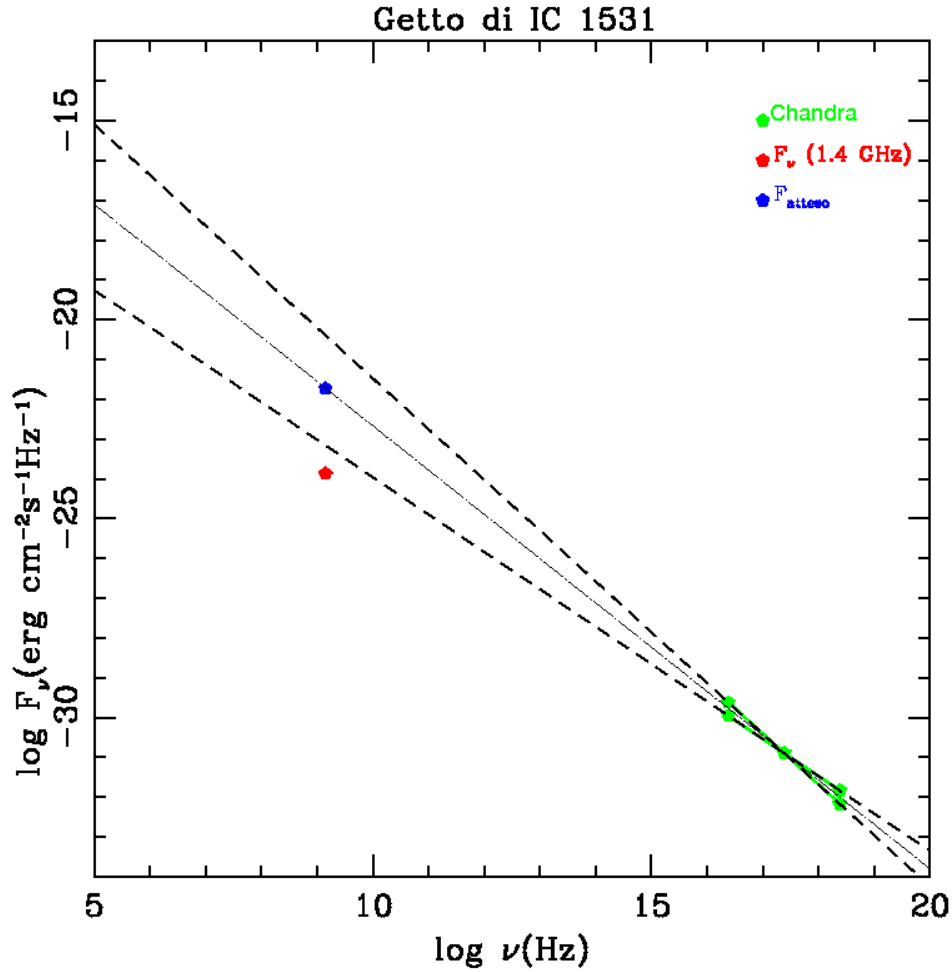
Si è calcolato il flusso monocromatico ricorrendo all'indice ( $\Gamma_X = 2.1$ ) e al fattore di normalizzazione ( $n = 1.9 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ ) della legge di potenza, definita dall'analisi spettrale del getto X (sezione: 5.3), mediante l'equazione 8.1.1.

$$F_X = n \cdot (E)^{1-\Gamma} \quad (8.1.1)$$

Il flusso stimato ad  $1\text{ keV}$  è di  $F_X = 1.3 \cdot 10^{-31} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ .

La densità di flusso radio del getto esteso è stato ricavato mediante la differenza tra la densità di flusso totale ( $F_{1.4\text{ GHz-tot}} = 331 \text{ mJy}$ ) ed la densità di flusso di picco ( $F_{1.4\text{ GHz-peak}} = 195 \text{ mJy}$ ) stimati dalla mappa radio VLA a  $1.4\text{ GHz}$ . In questo modo si è determinato  $F_{1.4\text{ GHz}} = 1.36 \cdot 10^{-24} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ .

La mancanza di ulteriori dati radio relativi al getto non ha permesso di studiarne lo spettro e quindi di definirne l'indice spettrale radio. Si è pertanto ricorso all'estrapolazione del flusso ai raggi X fino alle basse energie.



**Figura 8.1:** Estrapolazione dall'emissione ai raggi X del getto fino alla banda radio. In rosso è riportata la densità di flusso misurato a  $1.4\text{ GHz}$ . In verde sono riportate le stime della densità di flusso, con relative incertezze, ottenute mediante l'analisi spettrale X. In blu è riportato la densità di flusso attesa a  $1.4\text{ GHz}$  dato l'indice spettrale dell'emissione in banda X.



In figura 8.1 sono riportate le densità di flusso monocromatiche in banda radio e X. Inoltre è raffigurato il flusso atteso a  $1.4\text{ GHz}$  ( $F_{\text{atteso}} = 1.8 \cdot 10^{-22} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ), assumendo un indice spettrale<sup>1</sup>  $\alpha = 1.1$ . Il flusso radio ottenuto dall'estrapolazione dell'emissione X è maggiore di quello osservato anche quando si tiene conto delle incertezze sulla misura della normalizzazione e indice spettrale in banda X.

Come risulta dal grafico, una semplice legge di potenza non riesce a descrivere in maniera adeguata i dati. Questo risultato non esclude necessariamente che l'emissione X sia prodotta via sincrotrone dalla stessa popolazione di elettroni responsabile dell'emissione radio. Infatti, è possibile riprodurre la SED osservata assumendo una forma spettrale più complessa, come una legge di potenza spezzata con un indice spettrale più piatto nel radio che in banda X ( $\alpha_r < \alpha_X$ ). Una forma spettrale simile potrebbe risultare sia dal tipo di meccanismo che accelera le particelle sia da una distribuzione iniziale a legge di potenza semplice modificata nel caso in cui le perdite radiative fossero dominanti. Infatti, sia nel caso di emissione da sincrotrone che da Compton Inverso il tasso con cui gli elettroni perdono energia è inversamente proporzionale al quadrato dell'energia:  $\tau_e \propto E^{-2}$  per cui, in una distribuzione di particelle, quelle ad energie più alte hanno vite medie più brevi. Si può osservare, inoltre, che al contrario dell'emissione in banda radio, la quale resta visibile fino a scale di  $\sim 200\text{ kpc}$  (figura: 5.10), l'emissione X decade a distanze di qualche  $\text{kpc}$  dal buco nero centrale. Questo può essere indicativo dell'assenza di elettroni alle alte energie. Tale assenza può essere il risultato di due possibili effetti: un meccanismo di accelerazione non più efficiente alle alte energie o la dissipazione di energia delle particelle che producono l'emissione X su scale temporali inferiori all'età della struttura radio. Oppure, l'assenza di segnale ai raggi X alle grandi scale può essere dovuto ad effetti osservativi quali una bassa brillantezza superficiale non rivelata da *Chandra*. Osservazioni più profonde con *Chandra* sono necessarie per verificare l'eventuale diminuzione del flusso X alle scale  $> 5''$ . Per definire in maniera più accurata lo spettro sono necessarie osservazioni multi-frequenza in banda radio, così da definire la pendenza della legge di potenza a quelle frequenze, e osservazioni nell'infrarosso/ottico per confermarne la forma e definire la frequenza dove lo spettro diventa cambia pendenza (*break*).

### 8.1.1 Potenza del getto a larga scala

Non potendo effettuare lo studio della SED del getto alle grandi scale per via dei pochi dati disponibili, si è ricorso alla relazione tra la potenza del getto e il lavoro meccanico impiegato per formare le grandi strutture (come i lobi) visibili

---

<sup>1</sup>L'indice spettrale è stato ottenuto dalla relazione  $\alpha = \Gamma_X - 1$ , dove  $\Gamma_X = 2.1$  stimato con l'analisi spettrale X.

alle basse frequenze radio. Tale relazione è stata derivata da Willott et al. [1999] per un campione di radio sorgenti osservate a bassa frequenza e successivamente rivisitata da Shankar et al. [2008]:

$$P_{151} = 3 \cdot 10^{45} f^{\frac{3}{2}} L_{151 \text{ MHz}}^{\frac{6}{7}} \text{ erg s}^{-1} \quad (8.1.2)$$

dove  $L_{151}$  è la luminosità radio osservata a 151 MHz espressa in unità di  $10^{28} \text{ W Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  e  $f$  è il fattore che tiene in considerazione le eventuali sotto-stime intrinseche al metodo. Si stima che  $f$  possa assumere valori compresi tra 10 e 20 per il campione di FR I e FR II studiato da Hardcastle et al. [2007] e Fernandes et al. [2011].

Ricorrendo al flusso a 74 MHz ( $F_{74 \text{ MHz}} = 1.26 \text{ Jy}$ ) e quello misurato a 408 MHz ( $F_{408 \text{ MHz}} = 0.76 \text{ Jy}$ ), si è stimato il flusso radio totale a 151 MHz,  $F_{151 \text{ MHz}} = 1.14 \text{ Jy}$ . Con questo flusso si è stimata una potenza cinetica  $P_{151} = 7.1 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$  per  $f = 10$  e  $P_{151} = 2.0 \cdot 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$  per  $f = 20$ .

Le quantità stimate risultano consistenti con quanto stimato da O'Sullivan et al. [2007],  $L_{\text{getto}} = 1.24 \cdot 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ , mediante la relazione introdotta da Bîrzan et al. [2004] (sezione: 3.2).

I risultati così ottenuti sono stati confrontati con la potenza cinetica stimata mediante la modellizzazione della SED nucleare. Come è stato ampiamente discusso nel capitolo precedente (sezione: 7.4), la stima della potenza del getto dipende dalle assunzioni sulla componente protonica, il minimo fattore di Lorentz ( $\Gamma$ ), l'angolo d'inclinazione del getto ( $\theta$ ) e la distribuzione degli elettroni ( $N(\gamma)$ ) adottate per vincolare il modello di SSC sulla base dei dati osservati. La potenza cinetica stimata in base ai parametri assunti è dell'ordine di  $10^{43} < P_{\text{getto}} [\text{erg s}^{-1}] < 10^{44}$ .

La potenza stimata alle grandi scale ( $P_{151}$ ) favorisce i modelli con potenza alle scale del sub-parsec dell'ordine di  $10^{42} - 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ . Il confronto tra  $P_{\text{getto}}$  e  $P_{151}$  sembra favorire i modelli in cui il getto è inclinato di  $\theta \simeq 15^\circ - 20^\circ$ . La frazione di energia dissipata radiativamente varia, in particolare si può osservare che in corrispondenza di *bulk motion* dell'ordine di  $5 \leq \Gamma \leq 7$  il getto dissipa meno del 10% della sua energia lungo il tragitto, mentre per *bulk motion* più bassi ( $\Gamma \leq 3.5$ ) le perdite radiative sono sostanzialmente trascurabili. Non si possono escludere a priori i modelli con  $P_{\text{getto}} \simeq 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ . In questo caso, si sono stimati perdite radiative molto maggiori (fino ad un 90% del  $P_{\text{getto}}$ ). Sebbene la maggior parte dell'energia del getto sia irradiata, il 10% ( $\sim 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ ) potrebbe essere ancora convertito in lavoro meccanico per la formazione dei lobi. In tal caso ci si potrebbe aspettare che l'immissione di una tale quantità di energia possa perturbare il mezzo intergalattico nelle vicinanze del getto, tuttavia evidenze di tale fenomeno (quali per esempio una variazione in temperature o velocità del gas nell'ambiente vicino al getto) non sono state osservate (O'Sullivan et al. [2007]).

Assumendo che il getto attualmente non sia meno potente rispetto al passato ed escludendo che possa dissipare grandi quantità di energia dalle piccole alle grandi scale ( $P_{\text{getto}} \gg P_{151}$ ), lo scenario più probabile sembra quello di un getto caratterizzato da:

- angoli di orientazione intermedi ( $10^\circ < \vartheta < 20^\circ$ );
- moderate velocità di propagazione ( $\Gamma \leq 7$ );
- potenza alle piccole scale dell'ordine di  $P_{\text{getto}} \simeq 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$   $\text{erg s}^{-1}$ ;
- dissipazione dell'energia dalle piccole alle grandi scale inferiore al 10%.

La stima della potenza del getto ( $P_{\text{getto}}$ ) risente chiaramente delle scarse conoscenze riguardo la composizione del getto e quindi delle assunzioni sulla componente dei protoni (un protone per ogni elettrone emesso). Assumendo un getto "leggero" (cioè senza protoni, ma composto di elettroni e positroni la cui massa è comparabile a quella degli elettroni), guardando la tabella 7.11 si osserva che la componente delle particelle,  $L_e \simeq 10^{43} - 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ , appare ancora dominante sul *Poynting flux*, ma il getto diventa decisamente più dissipativo (cresce il rapporto  $L_{\text{rad}}/P_{\text{getto}}$ ).

# Capitolo 9

## Sommario e prospettive future

In questo lavoro di tesi è stato affrontato il primo studio multi-banda del getto della radio galassia *IC 1531*.

La radiosorgente è stata selezionata da un campione di sorgenti con emissione X osservate dal satellite *Chandra* con componente estesa ( $> 2''$ ). Nel caso di *IC 1531* questa estensione è di circa  $5''$  e risulta essere co-spaziale con il getto noto dalle mappe radio.

La struttura del getto, spazialmente risolta nelle immagini radio e X, la rivelazione della sorgente in banda gamma e la disponibilità di dati multi-frequenza, hanno permesso di tracciare l'andamento dell'emissione alle alte energie lungo il getto, di investigare i meccanismi radiativi che la producono e di stimarne l'energetica. Di seguito riporterò i principali risultati ottenuti.

- L'analisi spettrale della radio galassia ha messo in evidenza un'emissione X di tipo non termico sia nel nucleo che nel getto. L'emissione del nucleo risulta ben modellata da una semplice legge di potenza con indice spettrale ripido  $\Gamma_X = 2.2$  e luminosità  $L = 3.9 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ , relativamente stabile nel tempo (almeno su tempi scala di circa un anno). L'analisi ha inoltre rivelato la presenza di emissione termica  $F_{[0.5-2] \text{ TE}} = 1.8 \cdot 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , tipica nelle galassie ellittiche, corrispondente a circa il 7% del flusso totale. Il getto esteso mostra una componente ripida ( $\Gamma_{X \text{ getto}} \simeq 2$ ) con una luminosità di  $L = 6.6 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ .
- In banda gamma l'analisi ha confermato l'associazione, finora incerta, di *IC 1531* con la sorgente *3FGLJ0009.6-3211*. L'analisi temporale dei dati raccolti in circa 8 anni di osservazione LAT ha evidenziato variabilità su tempi scala dell'ordine di *2 giorni – 5 giorni*, con una significatività di almeno  $3\sigma$ .
- La SED della regione nucleare è ben riprodotta assumendo un modello leptonic dove l'emissione è prodotta in una regione compatta alla base del getto via sincrotrone (dalla banda radio ai raggi X) e SSC (fino ai raggi  $\gamma$ ). A

supporto di questo modello abbiamo trovato gli indici spettrali dell'emissione in banda gamma ed X i quali mostrano un andamento simile ( $\Gamma_\gamma \simeq 2.3$  e  $\Gamma_X \simeq 2.2$ ). Il modello è stato vincolato mediante l'uso dei parametri osservativi quali l'emissione gamma, i flussi radio ad alta frequenza e i flussi X. Da questi osservabili è stato possibile stimare le dimensioni della regione emittente ( $R \sim 10^{16} \text{ cm}$ ), gli indici della legge di potenza spezzata e il punto di *break*. Stime sull'intensità del campo magnetico nella regione sono state ottenute assumendo condizioni di minima energia ed equipartizione tra le componenti del campo magnetico e delle particelle (Harris and Krawczynski [2002]) e un'origine dell'emissione alle alte energie dovuta al processo di SSC (Ghisellini [2013]). Indicazioni sull'angolo di orientazione del getto rispetto alla linea di vista sono state ottenute mediante la relazione "*Core Radio Power*" (Giovannini et al. [2001]). Ricorrendo a queste stime indicative si è proceduto con la modellizzazione della SED cercando di riprodurre al meglio i dati. La modellizzazione favorisce un getto con un'inclinazione massima di  $20^\circ$  e velocità di *bulk motion* relativamente moderate ( $\Gamma \leq 7$ ) rispetto a quelle tipicamente stimate per i getti dei Blazars ( $\Gamma \sim 10 - 20$ ).

- Dalla modellizzazione della SED si sono ottenute stime dell'energia trasportata dal getto ( $P_{\text{getto}} \simeq 10^{43} - 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ ). Date le assunzioni sulla struttura e composizione del getto, questo risulta caratterizzato dalla presenza di una forte componente cinetica ( $L_{\text{kin}} \simeq 10^{43} - 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ ) e di un *Poynting flux* sostanzialmente trascurabile. Si è osservato, infatti, che il contributo del campo magnetico è circa un fattore 100 inferiore alla componente cinetica e un fattore 10 più piccolo della potenza irradiata. La potenza irradiata dal getto alle scale del sub-pc è dell'ordine di  $L_{\text{rad}} \simeq 10^{42} - 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ , quindi, in questo scenario, il getto dissiperebbe a queste scale non più dell'8% della sua energia totale.
- Visto l'esiguo numero di dati multi-banda, non è stato possibile effettuare una modellizzazione della SED della componente del getto su più grandi scale. Si è verificato che l'emissione X è compatibile con un'origine di sincrotrone. Questa infatti è associabile alla coda alle alte energie della componente di sincrotrone osservata in banda radio, assumendo una forma spettrale a legge di potenza spezzata.
- Le stime dell'energia del getto sono state confrontate con quelle ottenute dall'emissione prodotta dalle strutture a grande scala. Utilizzando la relazione fra la potenza del getto e luminosità radio a 151 MHz (Willott et al. [1999]), si è stimata una potenza  $P_{151 \text{ MHz}} \simeq 10^{42} - 10^{43} \text{ erg s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ . Le stime superiori della potenza ottenute per un getto a basse velocità ( $\Gamma \leq 7$ ) e angoli di inclinazione intermedi ( $10^\circ < \theta < 20^\circ$ ) sembrerebbero dunque indicare un trasporto energetico efficiente da parte del getto.

- Infine, lo studio di classificazione della sorgente, condotto utilizzando i dati in banda radio, IR e gamma in particolare, favorisce una classificazione come radio sorgente a bassa potenza, di tipo FR I, con un buco nero centrale di  $\sim 10^9 M_\odot$ , osservata ad un angolo di vista intermedio, con caratteristiche simili alla classe dei MAGN osservati in banda gamma.

### Prospettive future

Uno dei principali obiettivi futuri sarà lo studio approfondito dell'emissione ottica di *IC 1531* volto ad investigare l'emissione del disco, per comprendere il rapporto tra accrescimento da disco e l'eiezione di materia. Tale studio fornirà un ulteriore limite sulla potenza del getto: studi recenti hanno trovato che la potenza del getto sia confrontabile o al più 10 volte superiore alla luminosità del disco (Ghisellini et al. [2014]). A tale scopo potrebbe risultare utile della spettroscopia risolta, tipo *Integral Field Unit (IFU)*, per poter fare di ogni regione della galassia in questione - e in maniera particolare della regione centrale - lo spettro, così da massimizzare l'emissione dell'AGN rispetto al resto.

Sebbene in letteratura e negli archivi sia presente un ampio campione di dati della radio sorgente *IC 1531*, ulteriori osservazioni mirate a diverse lunghezze d'onda permetterebbero di approfondirne lo studio emissivo. Osservazioni in banda X con tempi d'osservazione più lunghi permetterebbero di accertare la presenza di variabilità dell'emissione a queste lunghezze d'onda. Inoltre ulteriori osservazioni a diverse frequenze radio, relative al getto esteso, permetterebbero di definire in maniera più accurata la legge di potenza a quelle frequenze, e osservazioni nell'infrarosso/ottico confermerebbero la forma della legge di potenza spezzata con indicazioni sul punto di *break*.

In parallelo, si potrà effettuare l'analisi di un campione di circa dieci sorgenti per cui può essere eseguito uno studio simile a quello effettuato per *IC 1531*. Ciò permetterà di ottenere informazioni sulle proprietà fisiche di queste sorgenti ancora poco conosciute.

# Bibliografia

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Agudo, I., Ajello, M., Aller, H. D., Aller, M. F., Angelakis, E., Arkharov, A. A., Axelsson, M., Bach, U., and et al. 2010. The Spectral Energy Distribution of Fermi Bright Blazars. *ApJ*, 716:30–70. (Citato a pagina 16)
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., Antolini, E., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Bechtol, K., Bellazzini, R., Berenji, B., Blandford, R. D., and Collaboration, F.-L. 2011. The Second Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope. *ApJ*, 743:171. (Citato alle pagine 42 e 47)
- Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Becerra Gonzalez, J., Bellazzini, R., Bissaldi, E., and Fermi-LAT collaboretion 2015. The Third Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope. *ApJ*, 810:14. (Citato a pagina 47)
- Bianchi, L., Herald, J., Efremova, B., Girardi, L., Zabot, A., Marigo, P., Conti, A., and Shiao, B. 2011. GALEX catalogs of UV sources: statistical properties and sample science applications: hot white dwarfs in the Milky Way. *Ap&SS*, 335:161–169. (Citato a pagina 87)
- Bîrzan, L., Rafferty, D. A., McNamara, B. R., Wise, M. W., and Nulsen, P. E. J. 2004. A Systematic Study of Radio-induced X-Ray Cavities in Clusters, Groups, and Galaxies. *ApJ*, 607:800–809. (Citato alle pagine 46 e 128)
- Cara, M., Perlman, E. S., Uchiyama, Y., Cheung, C. C., Coppi, P. S., Georganopoulos, M., Worrall, D. M., Birkinshaw, M., Sparks, W. B., Marshall, H. L., Stawarz, L., Begelman, M. C., O’Dea, C. P., and Baum, S. A. 2013. Polarimetry and the High-energy Emission Mechanisms in Quasar Jets: The Case of PKS 1136-135. *ApJ*, 773:186. (Citato a pagina 15)
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., and Mathis, J. S. 1989. The relationship between IR, optical, and UV extinction. In Allamandola, L. J. and Tielens, A. G. G. M., editors, *Interstellar Dust*, volume 135 of *IAU Symposium*, pages 5–10. (Citato a pagina 87)

- Celotti, A. and Fabian, A. C. 1993. The Kinetic Power and Luminosity of Parsecscale Radio Jets - an Argument for Heavy Jets. *MNRAS*, 264:228. (Citato a pagina 98)
- Celotti, A. and Ghisellini, G. 2008. The power of blazar jets. *MNRAS*, 385:283–300. (Citato alle pagine 19, 92, 98 e 116)
- Celotti, A., Ghisellini, G., and Chiaberge, M. 2001. Large-scale jets in active galactic nuclei: multiwavelength mapping. *MNRAS*, 321:L1–L5. (Citato a pagina 18)
- Chiaberge, M., Celotti, A., Capetti, A., and Ghisellini, G. 2000. Does the unification of BL Lac and FR I radio galaxies require jet velocity structures? *A&A*, 358:104–112. (Citato a pagina 17)
- Cohen, M., Wheaton, W. A., and Megeath, S. T. 2003. Spectral Irradiance Calibration in the Infrared. XIV. The Absolute Calibration of 2MASS. *AJ*, 126:1090–1096. (Citato a pagina 87)
- da Costa, L. N., Pellegrini, P. S., Davis, M., Meiksin, A., Sargent, W. L. W., and Tonry, J. L. 1991. Southern Sky Redshift Survey - The catalog. *ApJS*, 75:935–964.
- De Propriis, R., Colless, M., Peacock, J. A., Couch, W. J., Driver, S. P., Balogh, M. L., Baldry, I. K., Baugh, C. M., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Cole, S., Collins, C., Cross, N., Dalton, G., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Frenk, C. S., Glazebrook, K., Hawkins, E., Jackson, C., Lahav, O., Lewis, I., Lumsden, S., Maddox, S., Madgwick, D., Norberg, P., Percival, W., Peterson, B. A., Sutherland, W., and Taylor, K. 2004. The 2dF Galaxy Redshift Survey: the blue galaxy fraction and implications for the Butcher-Oemler effect. *MNRAS*, 351:125–132. (Citato a pagina 77)
- Dickey, J. M. and Lockman, F. J. 1990. H I in the Galaxy. *ARA&A*, 28:215–261. (Citato a pagina 57)
- Ekers, R. D., Wall, J. V., Shaver, P. A., Goss, W. M., Fosbury, R. A. E., Danziger, I. J., Moorwood, A. F. M., Malin, D. F., Monk, A. S., and Ekers, J. A. 1989. A complete sample of radio galaxies. I - The radio data. *MNRAS*, 236:737–777. (Citato a pagina 44)
- Ellis, S. C. and O’Sullivan, E. 2006. Correlations of near-infrared, optical and X-ray luminosity for early-type galaxies. *MNRAS*, 367:627–645. (Citato a pagina 44)
- Fanaroff, B. L. and Riley, J. M. 1974. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. *MNRAS*, 167:31P–36P. (Citato a pagina 7)
- Fermi-LAT Collaboration, Acero, F., Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., and Barbiellini, G. 2015. Fermi



- Large Area Telescope Third Source Catalog. *ApJS*, 218:23. (Citato alle pagine 39, 47 e 89)
- Fernandes, C. A. C., Jarvis, M. J., Rawlings, S., Martínez-Sansigre, A., Hatziminaoglou, E., Lacy, M., Page, M. J., Stevens, J. A., and Vardoulaki, E. 2011. Evidence for a maximum jet efficiency for the most powerful radio galaxies. *MNRAS*, 411:1909–1916. (Citato a pagina 128)
- Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., and Ghisellini, G. 1998. A unifying view of the spectral energy distributions of blazars. *MNRAS*, 299:433–448. (Citato a pagina 92)
- Fouqué, P., Chevallier, L., Cohen, M., Galliano, E., Loup, C., Alard, C., de Batz, B., Bertin, E., Borsenberger, J., Cioni, M. R., Copet, E., Dennefeld, M., Derriere, S., Deul, E., Duc, P.-A., Egret, D., Epchtein, N., Forveille, T., Garzón, F., Habing, H. J., Hron, J., Kimeswenger, S., Lacombe, F., Le Bertre, T., Mamon, G. A., Omont, A., Paturel, G., Pau, S., Persi, P., Robin, A. C., Rouan, D., Schultheis, M., Simon, G., Tiphène, D., Vauglin, I., and Wagner, S. J. 2000. An absolute calibration of DENIS (deep near infrared southern sky survey). *A&A Supp.*, 141:313–317. (Citato a pagina 87)
- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., Doi, M., Shimasaku, K., and Schneider, D. P. 1996. The Sloan Digital Sky Survey Photometric System. *AJ*, 111:1748. (Citato a pagina 87)
- Garofalo, D. 2009. The Spin Dependence of the Blandford-Znajek Effect. *ApJ*, 699:400–408. (Citato a pagina 14)
- Ghisellini, G. 2009. Extragalactic jets: a new perspective. *Mem. Soc. Astron. Ita.*, 80:201. (Citato a pagina 18)
- Ghisellini, G., editor 2013. *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*, volume 873 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag. (Citato alle pagine v, 8, 10, 12, 13, 96, 99 e 131)
- Ghisellini, G. and Celotti, A. 2001. The dividing line between FR I and FR II radio-galaxies. *A&A*, 379:L1–L4. (Citato alle pagine viii, 76, 77 e 78)
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., and Chiaberge, M. 2005. Structured jets in TeV BL Lac objects and radiogalaxies. Implications for the observed properties. *A&A*, 432:401–410. (Citato alle pagine 17 e 121)
- Ghisellini, G., Tavecchio, F., Maraschi, L., Celotti, A., and Sbarrato, T. 2014. The power of relativistic jets is larger than the luminosity of their accretion disks. *Nature*, 515:376–378. (Citato a pagina 132)

- Giovannini, G., Cotton, W. D., Feretti, L., Lara, L., and Venturi, T. 2001. VLBI Observations of a Complete Sample of Radio Galaxies: 10 Years Later. *ApJ*, 552:508–526. (Citato alle pagine 100 e 131)
- Giovannini, G., Feretti, L., Venturi, T., Lara, L., Marcaide, J., Rioja, M., Spangler, S. R., and Wehrle, A. E. 1994. VLBI observations of a complete sample of radio galaxies. IV: The radio galaxies NGC 2484, 3C 109, and 3C 382. *ApJ*, 435:116–127. (Citato a pagina 100)
- Grandi, P., Torresi, E., and on behalf of the FERMI-LAT collaboration 2012. Exploring the FRI/FRII radio dichotomy with the Fermi satellite. *ArXiv e-prints*. (Citato a pagina 17)
- Hardcastle, M. J., Evans, D. A., and Croston, J. H. 2007. Hot and cold gas accretion and feedback in radio-loud active galaxies. *MNRAS*, 376:1849–1856. (Citato a pagina 128)
- Harris, D. E. and Krawczynski, H. 2002. X-Ray Emission Processes in Radio Jets. *ApJ*, 565:244–255. (Citato alle pagine 96, 99, 125 e 131)
- Harris, D. E. and Krawczynski, H. 2006. X-Ray Emission from Extragalactic Jets. *ARA&A*, 44:463–506. (Citato a pagina 18)
- Henden, A. A., Templeton, M., Terrell, D., Smith, T. C., Levine, S., and Welch, D. 2016. VizieR Online Data Catalog: AAVSO Photometric All Sky Survey (APASS) DR9 (Henden+, 2016). *VizieR Online Data Catalog*, 2336. (Citato a pagina 87)
- Hildebrand, R. H. 1983. The Determination of Cloud Masses and Dust Characteristics from Submillimetre Thermal Emission. *QJRAS*, 24:267. (Citato a pagina 44)
- Janiak, M., Sikora, M., and Moderski, R. 2016. Application of the spine-layer jet radiation model to outbursts in the broad-line radio galaxy 3C 120. *MNRAS*, 458:2360–2370. (Citato a pagina 68)
- Jethwa, P., Saxton, R., Guainazzi, M., Rodriguez-Pascual, P., and Stuhlinger, M. 2015. When is pile-up important in the XMM-Newton EPIC cameras? *A&A*, 581:A104. (Citato alle pagine vi e 31)
- Kato, Y., Mineshige, S., and Shibata, K. 2004. Magnetohydrodynamic Accretion Flows: Formation of Magnetic Tower Jet and Subsequent Quasi-Steady State. *ApJ*, 605:307–320. (Citato a pagina 14)
- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., and Green, R. 1989. VLA observations of objects in the Palomar Bright Quasar Survey. *AJ*, 98:1195–1207. (Citato a pagina 4)

- Kennicutt, Jr., R. C. 1998. Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence. *ARA&A*, 36:189–232. (Citato a pagina 45)
- Knapp, G. R., Bies, W. E., and van Gorkom, J. H. 1990. Infrared properties of nearby radio galaxies. *AJ*, 99:476–496. (Citato alle pagine 44 e 86)
- Knapp, G. R. and Patten, B. M. 1991. Millimeter and submillimeter observations of nearby radio galaxies. *AJ*, 101:1609–1622. (Citato alle pagine vi, 44, 45 e 86)
- Large, M. I., Cram, L. E., and Burgess, A. M. 1991. A machine-readable release of the Molonglo Reference Catalogue of Radio Sources. *The Observatory*, 111:72–75. (Citato alle pagine 86 e 102)
- Lauberts, A. and Valentijn, E. A. 1989. *The surface photometry catalogue of the ESO-Uppsala galaxies*. (Citato a pagina 76)
- Li, Y.-R., Ho, L. C., and Wang, J.-M. 2011. Cosmological Evolution of Supermassive Black Holes. I. Mass Function at  $0 < z < 2$ . *ApJ*, 742:33. (Citato a pagina 79)
- Loveday, J. 1996. The APM Bright Galaxy Catalogue. *MNRAS*, 278:1025–1048. (Citato a pagina 43)
- Lynden-Bell, D. 2003. On why discs generate magnetic towers and collimate jets. *MNRAS*, 341:1360–1372. (Citato a pagina 14)
- Mahony, E. K., Sadler, E. M., Croom, S. M., Ekers, R. D., Bannister, K. W., Chhetri, R., Hancock, P. J., Johnston, H. M., Massardi, M., and Murphy, T. 2011. Optical properties of high-frequency radio sources from the Australia Telescope 20 GHz (AT20G) Survey. *MNRAS*, 417:2651–2675. (Citato a pagina 45)
- Mannucci, F., Basile, F., Poggianti, B. M., Cimatti, A., Daddi, E., Pozzetti, L., and Vanzi, L. 2001. Near-infrared template spectra of normal galaxies: k-corrections, galaxy models and stellar populations. *MNRAS*, 326:745–758. (Citato a pagina 92)
- Marconi, A. and Hunt, L. K. 2003. The Relation between Black Hole Mass, Bulge Mass, and Near-Infrared Luminosity. *ApJL*, 589:L21–L24. (Citato a pagina 78)
- Massaro, F., D’Abrusco, R., Ajello, M., Grindlay, J. E., and Smith, H. A. 2011. Identification of the Infrared Non-thermal Emission in Blazars. *ApJL*, 740:L48. (Citato alle pagine viii, 79 e 81)
- Mauch, T., Murphy, T., Buttery, H. J., Curran, J., Hunstead, R. W., Piestrzynski, B., Robertson, J. G., and Sadler, E. M. 2003. SUMSS: a wide-field radio imaging survey of the southern sky - II. The source catalogue. *MNRAS*, 342:1117–1130. (Citato a pagina 86)

- McLure, R. and Dunlop, J. 2001. The radio loudness dichotomy: environment or black-hole mass? In Márquez, I., Masegosa, J., del Olmo, A., Lara, L., García, E., and Molina, J., editors, *QSO Hosts and Their Environments*, page 27. (Citato a pagina 78)
- Migliori, G., Grandi, P., Torresi, E., Dermer, C., Finke, J., Celotti, A., Mukherjee, R., Errando, M., Gargano, F., Giordano, F., and Giroletti, M. 2011. Implications for the structure of the relativistic jet from multiwavelength observations of NGC 6251. *A&A*, 533:A72. (Citato alle pagine v, 16, 93 e 121)
- Migliori, G., Siemiginowska, A., Kelly, B. C., Stawarz, L., Celotti, A., and Begelman, M. C. 2014. Jet Emission in Young Radio Sources: A Fermi Large Area Telescope Gamma-Ray View. *ApJ*, 780:165. (Citato a pagina 93)
- Morrison, R. and McCammon, D. 1983. Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV. *ApJ*, 270:119–122. (Citato a pagina 57)
- Murphy, T., Sadler, E. M., Ekers, R. D., Massardi, M., Hancock, P. J., Mahony, E., Ricci, R., Burke-Spolaor, S., Calabretta, M., Chhetri, R., de Zotti, G., Edwards, P. G., Ekers, J. A., Jackson, C. A., Kesteven, M. J., Lindley, E., Newton-McGee, K., Phillips, C., Roberts, P., Sault, R. J., Staveley-Smith, L., Subrahmanyan, R., Walker, M. A., and Wilson, W. E. 2010. The Australia Telescope 20 GHz Survey: the source catalogue. *MNRAS*, 402:2403–2423. (Citato a pagina 86)
- Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., Antolini, E., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., and et al. 2012. Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog. *ApJS*, 199:31. (Citato a pagina 68)
- O’Sullivan, E., Sanderson, A. J. R., and Ponman, T. J. 2007. The dark haloes of early-type galaxies in low-density environments: XMM-Newton and Chandra observations of NGC 57, 7796 and IC 1531. *MNRAS*, 380:1409–1421. (Citato alle pagine vi, 43, 44, 46, 47, 57 e 128)
- Owen, F. N. and Ledlow, M. J. 1994. The FRI/II Break and the Bivariate Luminosity Function in Abell Clusters of Galaxies. In Bicknell, G. V., Dopita, M. A., and Quinn, P. J., editors, *The Physics of Active Galaxies*, volume 54 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 319. (Citato alle pagine viii, 7, 76, 78 e 82)
- Owen, F. N. and White, R. A. 1991. Surface photometry of radio galaxies. II - Cluster sources. *MNRAS*, 249:164–171.
- Pacholczyk, A. G. 1970. *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*. (Citato alle pagine 96 e 97)

- Rybicki, G. B. and Lightman, A. P. 1979. *Radiative processes in astrophysics*. (Citato a pagina 8)
- Shankar, F., Cavaliere, A., Cirasuolo, M., and Maraschi, L. 2008. Optical-Radio Mapping: the Kinetic Efficiency of Radio-Loud AGNs. *ApJ*, 676:131–136. (Citato a pagina 128)
- Shimmins, A. J. and Bolton, J. G. 1974. The Parkes 2700 MHz Survey (Sixth Part): Catalogue for the Declination zone  $-30^{\circ}$  to  $-35^{\circ}$ . *Australian Journal of Physics Astrophysical Supplement*, 32:1. (Citato a pagina 86)
- Sikora, M. and Madejski, G. 2000. On Pair Content and Variability of Subparsec Jets in Quasars. *ApJ*, 534:109–113. (Citato a pagina 98)
- Slee, O. B., Sadler, E. M., Reynolds, J. E., and Ekers, R. D. 1994. Parsecscale Radio Cores in Early Type Galaxies. *MNRAS*, 269:928. (Citato alle pagine 86, 95, 96 e 102)
- Tanaka, Y. T., Doi, A., Inoue, Y., Cheung, C. C., Stawarz, L., Fukazawa, Y., Gurwell, M. A., Tahara, M., Kataoka, J., Itoh, R., and on behalf of the Fermi-LAT collaboration 2015. Fermi-LAT and Multi-wavelength Monitoring of the Broad Line Radio Galaxy 3C 120. *ArXiv e-prints*. (Citato a pagina 68)
- Tavecchio, F. 2006. Extragalactic Jets: the High Energy View. In Novello, M., Perez Bergliaffa, S., and Ruffini, R., editors, *The Tenth Marcel Grossmann Meeting. Proceedings of the MG10 Meeting held at Brazilian Center for Research in Physics (CBPF), Rio de Janeiro, Brazil, 20-26 July 2003*, Eds.: Mário Novello; Santiago Perez Bergliaffa; Remo Ruffini. Singapore: World Scientific Publishing, in 3 volumes, ISBN 981-256-667-8 (set), ISBN 981-256-980-4 (Part A), ISBN 981-256-979-0 (Part B), ISBN 981-256-978-2 (Part C), 2006, XLVIII + 2492 pp.: 2006, p.512, page 512. (Citato alle pagine 16 e 19)
- Tavecchio, F., Maraschi, L., and Ghisellini, G. 1998. Constraints on the Physical Parameters of TeV Blazars. *ApJ*, 509:608–619.
- Tavecchio, F., Maraschi, L., Sambruna, R. M., and Urry, C. M. 2000. The X-Ray Jet of PKS 0637-752: Inverse Compton Radiation from the Cosmic Microwave Background? *ApJL*, 544:L23–L26. (Citato a pagina 18)
- Tavecchio, F., Maraschi, L., Wolter, A., Cheung, C. C., Sambruna, R. M., and Urry, C. M. 2007. Chandra and Hubble Space Telescope Observations of Gamma-Ray Blazars: Comparing Jet Emission at Small and Large Scales. *ApJ*, 662:900–908. (Citato a pagina 19)
- Terashima, Y. and Wilson, A. S. 2003. Chandra Snapshot Observations of Low-Luminosity AGN with a Compact Radio Source. In Collin, S., Combes, F.,

- and Shlosman, I., editors, *Active Galactic Nuclei: From Central Engine to Host Galaxy*, volume 290 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 403. (Citato a pagina 4)
- Urry, C. M. and Padovani, P. 1995. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publ. Astr. Soc. Pac.*, 107:803. (Citato alle pagine v, viii, x, 2, 6, 8, 100 e 101)
- Uzdensky, D. A. 2005. Force-Free Magnetosphere of an Accretion Disk-Black Hole System. II. Kerr Geometry. *ApJ*, 620:889–904. (Citato a pagina 14)
- van Gorkom, J. H., Knapp, G. R., Ekers, R. D., Ekers, D. D., Laing, R. A., and Polk, K. S. 1989. H I absorption in radio elliptical galaxies - Evidence for infall. *AJ*, 97:708–719. (Citato a pagina 86)
- Vollmer, B., Gassmann, B., Derrière, S., Boch, T., Louys, M., Bonnarel, F., Dubois, P., Genova, F., and Ochsenbein, F. 2010. The SPECFIND V2.0 catalogue of radio cross-identifications and spectra. SPECFIND meets the Virtual Observatory. *A&A*, 511:A53. (Citato a pagina 76)
- Willott, C. J., Rawlings, S., Blundell, K. M., and Lacy, M. 1999. The emission line-radio correlation for radio sources using the 7C Redshift Survey. *MNRAS*, 309:1017–1033. (Citato alle pagine 128 e 131)
- Worrall, D. M. and Birkinshaw, M. 2006. Multiwavelength Evidence of the Physical Processes in Radio Jets. In Alloin, D., editor, *Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales*, volume 693 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, page 39. (Citato a pagina 17)
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., Ressler, M. E., Cutri, R. M., Jarrett, T., Kirkpatrick, J. D., Padgett, D., McMillan, R. S., Skrutskie, M., Stanford, S. A., Cohen, M., Walker, R. G., Mather, J. C., Leisawitz, D., Gautier, III, T. N., McLean, I., Benford, D., Lonsdale, C. J., Blain, A., Mendez, B., Irace, W. R., Duval, V., Liu, F., Royer, D., Heinrichsen, I., Howard, J., Shannon, M., Kendall, M., Walsh, A. L., Larsen, M., Cardon, J. G., Schick, S., Schwalm, M., Abid, M., Fabinsky, B., Naes, L., and Tsai, C.-W. 2010. The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE): Mission Description and Initial On-orbit Performance. *AJ*, 140:1868–1881. (Citato alle pagine viii, 80 e 87)

## Siti Web consultati

- 6dF Galaxy Survey Database - Final Data Release (DR3) – <http://www-wfau.roe.ac.uk/6dFGS/>
- ASI Science Data Center – <http://www.asdc.asi.it/>
- Chandra X-Ray Observatory – <http://cxc.harvard.edu>
- Fermi Science Support Center – <http://fermi.gsfc.nasa.gov>
- Fermi Gamma Ray Space-Telescope – [https://www.nasa.gov/mission\\_pages/GLAST/spacecraft/index.html](https://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/spacecraft/index.html)
- Gooddard Space FLight Center - Galaxy Evolution Exsplorer – <http://asd.gsfc.nasa.gov/archive/galex/>
- IRSA - NASA/IPAC Infrared Science Archive – <http://irsa.ipac.caltech.edu/about.html>
- Nasa/IPAC Extragalactic Database – <https://ned.ipac.caltech.edu/>
- NRAO National Radio Astronomy Observatory – [www.vla.nrao.edu](http://www.vla.nrao.edu)
- Planck Legacy Archive – <http://pla.esac.esa.int/pla/#home>
- The Swift Technical Handbook – [http://swift.gsfc.nasa.gov/proposals/tech\\_appd/swifftta\\_v12/swifftta\\_v12.html](http://swift.gsfc.nasa.gov/proposals/tech_appd/swifftta_v12/swifftta_v12.html)
- VizieR Service – <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>
- XMM-Newton ESA – <http://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton>
- XMM-Newton Users Handbook – [https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/uhb/XMM\\_UHB.html](https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/uhb/XMM_UHB.html)